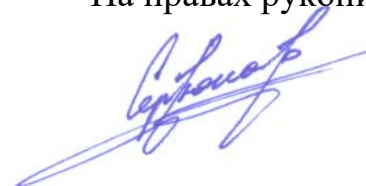


Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе  
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи



Сердюков Владимир Сергеевич

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
МИКРОХАРАКТЕРИСТИК И ТЕПЛООБМЕНА  
ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ  
В УСЛОВИЯХ РАЗЛИЧНЫХ ДАВЛЕНИЙ**

01.04.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н.

Павленко Александр Николаевич

Новосибирск — 2020

**Оглавление**

<b>Введение .....</b>	<b>4</b>
<b>Глава 1. Обзор литературы.....</b>	<b>10</b>
1.1 Общие закономерности пузырькового кипения жидкостей.....	10
1.2 Интенсивность теплообмена при пузырьковом кипении .....	29
1.3 Характеристики микрослоя при пузырьковом кипении жидкости .....	37
1.4 Особенности режима пузырькового кипения при давлениях ниже атмосферного.....	42
1.5 Современные экспериментальные методики исследования процессов при кипении жидкости .....	52
1.6 Выводы к первой главе.....	59
<b>Глава 2. Описание экспериментальной установки и методик измерений .....</b>	<b>62</b>
2.1 Экспериментальная установка .....	62
2.2 Рабочие участки .....	65
2.3 Методики измерений.....	75
2.4 Неопределенности измерений .....	82
<b>Глава 3. Локальные и интегральные характеристики при пузырьковом кипении жидкостей (вода, этиловый спирт).....</b>	<b>85</b>
3.1 Интегральная теплоотдача при кипении жидкостей.....	85
3.2 Плотность центров парообразования .....	91
3.3 Локальные характеристики теплообмена.....	95
3.4 Динамика парообразования .....	106
3.5 Выводы к третьей главе .....	132

<b>Глава 4. Влияние давления на динамику парообразования и теплообмен при пузырьковом кипении воды .....</b>	<b>134</b>
4.1 Методика проведения и условия экспериментов .....	134
4.2 Динамика парообразования .....	136
4.3 Интенсивность теплоотдачи при кипении .....	157
4.4 Выводы к четвертой главе.....	160
<b>Заключение.....</b>	<b>162</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений.....</b>	<b>164</b>
<b>Список литературы .....</b>	<b>167</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Кипение жидкости является одним из наиболее эффективных способов теплоотвода и характеризуется значительно более высокими коэффициентами теплоотдачи по сравнению с однофазным теплопереносом. В связи с этим данный процесс широко используется в различных областях промышленности, в частности, в теплоэнергетике, для охлаждения атомных реакторов, в химической и пищевой промышленности и т.д [1]. Кроме того, важной задачей является повышение функциональности и надежности работы различных устройств микроэлектроники, для чего необходимо поддерживать температуру их элементов постоянной на заданном уровне. Кипение является перспективным способом для охлаждения таких устройств, в частности, двухфазное погружное охлаждение уже активно применяется в работе сверхпроизводительных серверов [2].

По этой причине описание локальных и интегральных характеристик теплообмена, а также динамики парообразования при кипении жидкости в условиях свободной конвекции при различных давлениях является весьма актуальной задачей. Для ее решения необходимо иметь достаточно полную экспериментальную картину процессов тепло- и массопереноса при кипении жидкости, проявляющихся на различных временных и пространственных масштабах. В частности, с использованием опытных данных по внутренним характеристикам кипения становится возможным создать новые и апробировать существующие модели описания интенсивности теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкости. Также одной из важнейших задач является детальное экспериментальное исследование динамики тройной контактной линии в основании паровых пузырей, в частности, характеристик испарения микрослоя и скорости роста сухих пятен в широком диапазоне тепловых нагрузок. Развитие высокоскоростных экспериментальных методик позволяет сегодня получить принципиально новую экспериментальную по

локальным и интегральным характеристикам теплообмена при кипении при варьировании условий проведения эксперимента, в частности, приведенного давления.

**Целью данной работы является** экспериментальное исследование локальных и интегральных характеристик теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей в условиях свободной конвекции при различных давлениях, включая исследование эволюции тройной контактной линии в основании паровых пузырей. Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Разработка методики комплексного исследования динамики парообразования и эволюции температурного поля нагревательной поверхности при пузырьковом кипении жидкости в различных условиях.
2. С использованием разработанной методики исследовать интенсивность теплоотдачи, динамику парообразования и основные внутренние характеристики пузырькового кипения воды и этилового спирта в широком диапазоне варьирования тепловых нагрузок.
3. Изучить эволюцию областей жидкого микрослоя и сухого пятна под паровым пузырем при пузырьковом кипении воды и этилового спирта при атмосферном давлении.
4. Исследовать интенсивность локального теплообмена в окрестности тройной контактной линии при пузырьковом кипении воды и этилового спирта в условиях атмосферного давления.
5. Изучить влияние давления на локальные и интегральные характеристики теплообмена при кипении воды, включая динамику тройной контактной линии.

**Научная новизна** изложенных в диссертационной работе результатов заключается в следующем:

1. Проведено комплексное исследование взаимосвязи локальных и интегральных характеристик теплообмена и динамики парообразования при

пузырьковом кипении воды и этилового спирта в широких диапазонах изменения тепловых потоков с помощью современных экспериментальных методик, включая использование специальной конструкции прозрачного нагревателя. Установлены закономерности влияния тепловой нагрузки и перегрева поверхности на плотность центров парообразования, динамику роста паровых пузырей и их отрывной диаметр при кипении воды и этилового спирта.

2. С использованием данных высокоскоростной инфракрасной термографии по эволюции нестационарного температурного поля тепловыделяющей поверхности изучено распределение интенсивности локального теплообмена в окрестности тройной контактной линии в основании паровых пузырей.

3. Получены новые опытные данные по динамике тройной контактной линии под паровыми пузырями. Показано, что стадия отрыва паровых пузырей при кипении воды и этилового спирта при различных тепловых нагрузках начинается после полного испарения жидкого микрослоя. Установлена взаимосвязь между эволюцией внешнего диаметра паровых пузырей и областью жидкого микрослоя. Экспериментально выявлено, что максимальный размер области микрослоя составляет половину от величины отрывного диаметра паровых пузырей при кипении воды и этилового спирта. Показано, что практически на всей стадии роста сухого пятна его размер линейно увеличивается со временем для кипения воды и этилового спирта в широком диапазоне варьирования тепловых нагрузок.

5. Проведено исследование структуры двухфазного слоя вблизи тепловыделяющей поверхности при кипении воды и этилового спирта в области высоких тепловых нагрузок. Изучены особенности эволюции сухих пятен и относительного паросодержания в области предкризисных тепловых потоков.

6. Показано комплексное влияние понижения давления на микрохарактеристики кипения воды в условиях свободной конвекции.

Впервые проведено исследование плотности центров парообразования и динамики тройной контактной линии при кипении жидкости в области субатмосферных давлений в широком диапазоне изменения тепловых нагрузок.

### **Теоретическая и практическая значимость.**

Полученная в исследованиях новая экспериментальная информация важна для разработки теоретически обоснованных подходов описания основных локальных характеристик процесса кипения, включая эволюцию различных областей теплообмена под паровым пузырем, плотность центров парообразования, отрывной диаметр пузырей, частоту зародышеобразования и т.д. Опытные данные по интенсивности локальной и интегральной теплоотдачи важны для создания новых моделей описания теплообмена при кипении жидкости на поверхностях с различными параметрами шероховатости. Полученная информация о динамике парообразования в области развитого пузырькового кипения вплоть до развития кризисных явлений может быть использована для разработки современных модельных подходов при теоретическом описании физических процессов при пузырьковом кипении жидкостей.

**Достоверность** полученных результатов подтверждается использованием современных методов диагностики, оценкой неопределенностей измерений, калибровкой измерительного оборудования, применением аттестованных средств измерения и измерительных приборов, сравнением с результатами других исследователей и расчетными зависимостями, а также воспроизводимостью экспериментальных данных.

### **Защищаемые результаты:**

1. Результаты экспериментального исследования внутренних характеристик, интенсивности теплоотдачи и динамики парообразования при

пузырьковом кипении воды и этилового спирта в широком диапазоне варьирования тепловых нагрузок.

2. Результаты экспериментального исследования эволюции областей микрослоя жидкости и сухих пятен под паровыми пузырями при пузырьковом кипении воды и этилового спирта в условиях атмосферного давления.

3. Результаты экспериментального исследования локального теплообмена в окрестности тройной контактной линии при пузырьковом кипении воды и этилового спирта в условиях атмосферного давления.

4. Результаты экспериментального исследования и обработки данных влияния давления на локальные и интегральные характеристики теплообмена при пузырьковом кипении воды, включая динамику тройной контактной линии в основании паровых пузырей.

**Личный вклад автора** в исследования состоял в разработке экспериментального стенда и конструкции рабочих участков, определяющем участии в проведении всех описанных в работе экспериментов, обработке, анализе и интерпретации опытных данных, а также в подготовке статей для публикации в рецензируемых журналах и докладов на конференциях.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на следующих конференциях: 5th International Workshop on Heat/Mass Transfer Advances for Energy Conservation and Pollution Control (г. Новосибирск, Россия, 2019 г.); Gordon Research Conference «Micro and Nanoscale Phase Change Heat Transfer» (г. Барга, Италия, 2019 г.); 10th International Conference on Boiling and Condensation Heat Transfer (г. Нагасаки, Япония, 2018 г.); Седьмая Российская национальная конференция по теплообмену (РНКТ-7) (г. Москва, Россия, 2018 г.); Всероссийская конференция «Сибирский теплофизический семинар (г. Новосибирск, Россия, 2020 г., 2018 г., 2017 г., 2014 г.); Всероссийская школа-конференция молодых ученых с международным участием «Актуальные Вопросы



Теплофизики и Физической Гидрогазодинамики» (г. Новосибирск, Россия, 2018 г., 2016 г.); Int. Seminar «Topical issues of heat and mass transfer at phase transformations and multiphase flows in modern chemical technology apparatuses and energy equipment» (г. Новосибирск, Россия, 2018 г., 2017 г., 2015 г., 2014 г.); 12th Int. Conference «Two-phase systems for space and ground applications» (г. Новосибирск, Россия, 2017 г.); XXI Школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках» (г. Санкт-Петербург, Россия, 2019 г., 2017 г.); XV-й Минский международный форум по тепломассообмену (г. Минск, Беларусь, 2016 г.); Int. Symposium and School for Young Scientists «Interfacial phenomena and heat transfer» (г. Новосибирск, Россия, 2016 г.); ASME-ATI-UIT 2015 Conference on Thermal Energy Systems: Production, Storage, Utilization and the Environment (г. Неаполь, Италия, 2015 г.); 53-я Международная научная студенческая конференция «Студент и научно-технический прогресс» (г. Новосибирск, Россия, 2015 г.).

**Публикации.** Основные научные результаты по теме диссертации изложены в 11 научных статьях, опубликованных в журналах из списка ВАК.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 185 страниц, содержит 62 рисунка и 5 таблиц. Список литературы состоит из 196 наименований

**Благодарности.** Автор выражает благодарность научному руководителю чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. Павленко А.Н. за помощь в работе. Также автор благодарит сотрудников лаборатории низкотемпературной теплофизики ИТ СО РАН за всестороннюю помощь и поддержку. Отдельную признательность автор выражает к.ф.-м.н. Суртаеву А.С. за поддержку, полезные советы и замечания при обсуждении полученных результатов и совместных публикаций.

## Глава 1. Обзор литературы

На сегодняшний день изучению механизмов и особенностей пузырькового кипения жидкости в условиях свободной конвекции посвящено достаточно большое количество работ. Основные закономерности процессов тепло- и массообмена при кипении жидкости подробно рассматриваются в монографиях [3-7]. В настоящей главе приведен обзор и анализ литературы, посвященной данной теме, с детальным рассмотрением тех аспектов пузырькового кипения, которые исследуются в работе. Также отдельное внимание уделено обзору современных экспериментальных методик исследования процессов тепло/массообмена при кипении и анализу полученных с их помощью результатов.

### 1.1 Общие закономерности пузырькового кипения жидкостей

Кипение принято определять как парообразование, характеризующееся возникновением новых свободных поверхностей раздела жидкой и паровой фаз внутри перегретой жидкости (то есть жидкости, нагретой выше своей температуры насыщения  $T_{нас}$ ). Режимы кипения жидкости характеризуются зависимостью плотности теплового потока  $q$ , отводимого от поверхности нагрева, от величины температурного напора  $\Delta T = T_c - T_{нас}$ , то есть разницы температуры поверхности ( $T_c$ ) и температуры насыщения рабочей жидкости. Кривая зависимости  $q(\Delta T)$  носит название кривой кипения или кривой Нукияма (рис. 1.1).

Общий вид представленной на рис. 1.1 кривой кипения характерен для кипения всех известных жидкостей в условиях свободной конвекции. При малых температурных напорах в области  $I$  теплоотдача от поверхности нагрева к жидкости происходит за счет свободной однофазной конвекции. Затем, с увеличением температурного напора начинается активация центров

парообразования и наступает режим пузырькового кипения жидкости (область *II*). При этом на участке *IIa* число действующих центров кипения мало и роль свободной однофазной конвекции еще достаточно велика (так называемый режим неразвитого пузырькового кипения). С дальнейшим повышением величины  $\Delta T$  активируется все большее количество центров парообразования и на участке *IIб* устанавливается развитый режим пузырькового кипения жидкости.

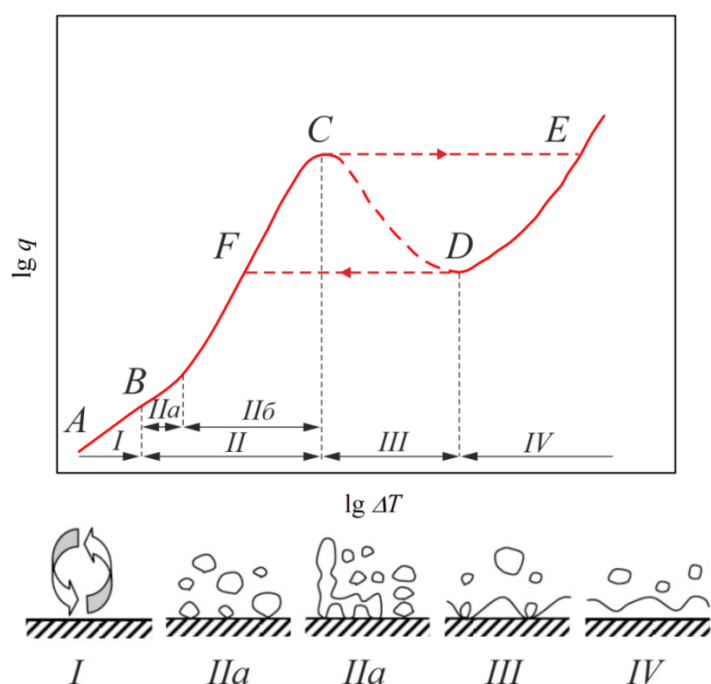


Рисунок 1.1 – Режимы теплообмена при кипении жидкости в условиях свободной конвекции (кривая кипения).

При больших перегревах поверхности в конце области *II* происходит образование неустойчивых паровых пленок, которые с ростом величины  $\Delta T$  все больше распространяются по поверхности. В результате в точке *C* плотность отводимого теплового потока достигает максимума  $q_{кр}$  (так называемая точка первого кризиса теплоотдачи при кипении), после чего величина  $q$  снижается. Поскольку в области *III* существуют одновременно два локально распределенных на различных пространственно-временных масштабах режима кипения – пузырьковый и пленочный, она носит название

режима переходного кипения. В точке  $D$  – точке второго кризиса теплоотдачи при кипении, наступает устойчивый режим пленочного кипения, которому соответствует область  $IV$  на кривой кипения. В данном режиме все более заметную роль выполняет перенос теплоты излучением.

В том случае, когда тепло к рабочей жидкости подводится путем изменения тепловой нагрузки (в частности, при нагреве пропусканием электрического тока), температурный напор изменяется в зависимости от тепловой нагрузки и кривая кипения имеет ряд отличий. Так, в случае повышения величины  $q$  с наступлением первого кризиса кипения в точке  $C$  наблюдается быстрое повышение температуры, и она принимает значение, соответствующее точке  $E$ . При понижении теплового потока с достижением точки  $D$  температура быстро понижается до значения, соответствующего точке  $F$ .

Таким образом, в зависимости от степени перегрева поверхности тепловыделения относительно температуры насыщения жидкости имеют место различные виды кипения, существенно различающиеся по механизмам образования, роста и отрыва паровой фазы. В настоящей работе рассматриваются процессы тепло- и массообмена, характеризующие режим пузырькового кипения жидкости (участок  $II$  на кривой кипения).

При пузырьковом режиме кипения паровые пузыри возникают и развиваются в определенных местах теплоотдающей поверхности – центрах парообразования. Процесс парообразования происходит при достижении некоторого превышения температуры поверхности над температурой насыщения жидкости ( $T_{нк}$ ). Развившийся из жизнеспособного зародыша паровой пузырь растет на поверхности тепловыделения до определенного размера, по достижении которого отрывается и всплывает в основном объеме жидкости. Освобожденный пузырем объем заполняется новыми порциями более холодной жидкости, после чего происходит ее нагрев и восстановление температурных условий, необходимых для образования нового парового зародыша и дальнейшего роста пузыря. Данный процесс является

периодическим и характеризуется внутренней характеристикой процесса кипения - частотой отрыва пузырей  $f_{отр}$  (иногда именуемой также частотой зародышеобразования). При этом весь временной цикл жизни парового пузыря длиной  $\tau$  принято разделять на время его роста на поверхности нагрева  $\tau_p$ , а также время ожидания появления  $\tau_o$ , в течение которого происходит прогрев поверхности и окружающей жидкости до температуры активации центра парообразования. Таким образом, частота парообразования в общем случае может быть определена как:

$$f_{отр} = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_p + \tau_o}. \quad (1.1)$$

Размер парового пузыря, при котором происходит его непосредственный отрыв от тепловыделяющей поверхности принято характеризовать отрывным диаметром  $D_{отр}$  сферы, объем которой равен объему оторвавшегося пузыря, поскольку форма парового пузырька в момент его отрыва может в большей или меньшей степени отличаться от сферической.

Скорость роста парового пузыря  $dR_{внеш}/dt$ , его временные характеристики ( $\tau_p$ ,  $\tau_o$ ) и частота отрыва  $f_{отр}$ , а также отрывной диаметр  $D_{отр}$  являются так называемыми внутренними (или локальными) характеристиками пузырькового кипения жидкости. Экспериментальное и теоретическое изучение данных характеристик позволяет более глубоко выявить влияние различных факторов на интегральные характеристики кипения (коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ , параметры, определяющие критическую тепловую нагрузку  $q_{кр}$  и т.д.) и на их основе разработать наиболее надежные методики расчета ([8]). В частности, на рис. 1.2 представлена обобщенная блок-схема взаимосвязи внутренних характеристик кипения и интенсивности теплоотдачи, используемая в том числе в различных механистических подходах расчета величины  $\alpha$ . Блок-

схема построена с учетом двух независимых факторов – степени перегрева стенки ( $\Delta T$ ) и баланса сил, действующих на паровой пузырь на стадиях его роста и отрыва от поверхности нагрева. Такой схематический вид дает некоторое представление о взаимосвязи локальных и интегральных характеристик кипения, описанию которых посвящена настоящая глава.

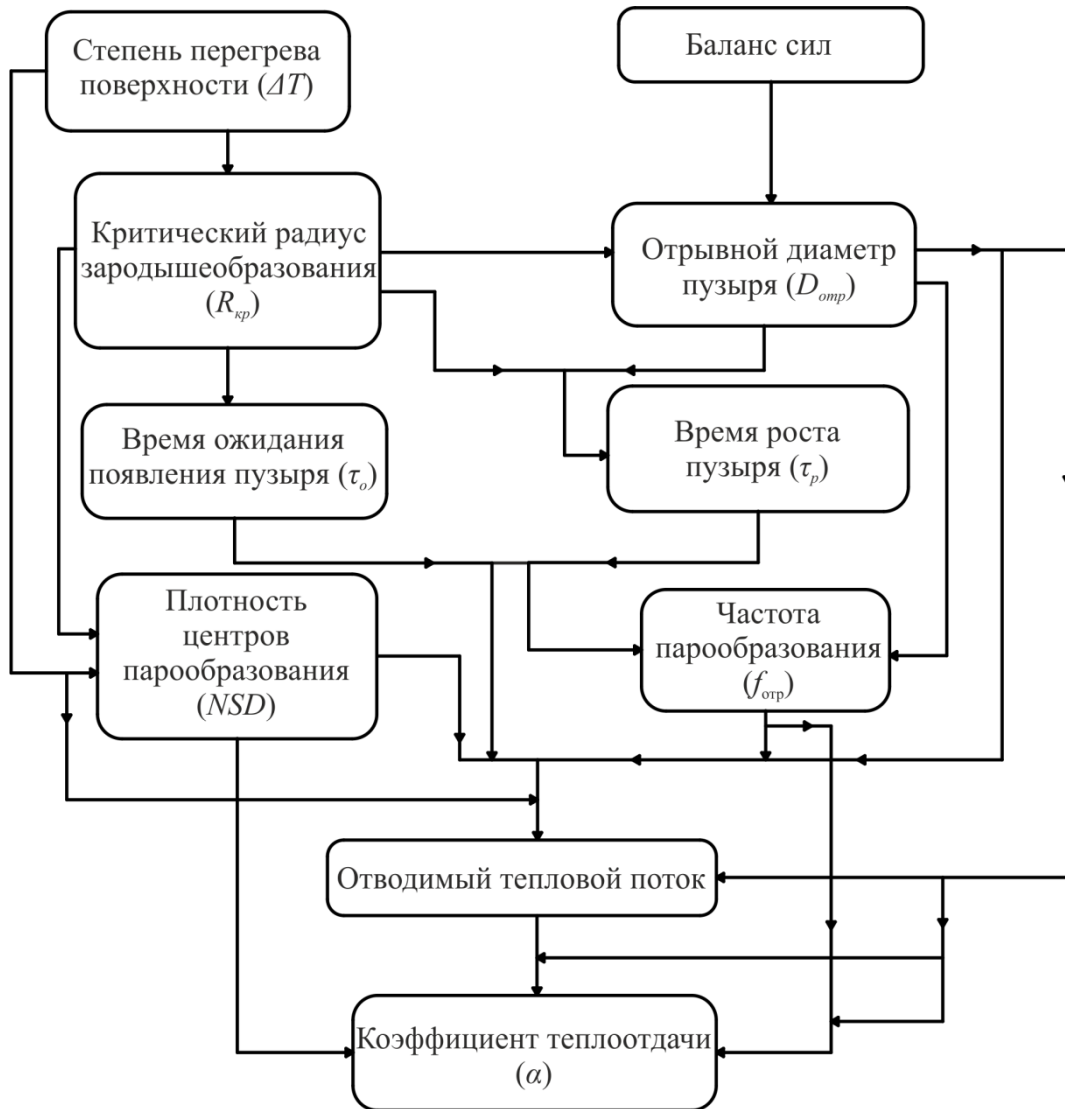


Рисунок 1.2 – Блок-схема, демонстрирующая взаимосвязь внутренних характеристик и интенсивности теплоотдачи при пузырьковом кипении ([8]).

### 1.1.1 Зарождение и динамика роста паровых пузырей

Выявление условий зарождения паровых пузырей является одной из наиболее важных и при этом наиболее сложных задач исследования массо- и теплообмена при пузырьковом кипении жидкости. Анализ зарождения паровой фазы в гомогенных и гетерогенных системах показывает, что зародышеобразование предпочтительнее на твердой поверхности нагрева, чем в объеме жидкости. При этом процесс образования и роста паровых пузырей на поверхности протекает в гораздо более сложных условиях, чем объемное кипение. Его сложность и закономерности определяются совместным влиянием целого комплекса факторов, включая геометрические характеристики и теплофизические свойства тепловыделяющей стенки, физико-химическое взаимодействие двух фаз, а также существенные температурные неравномерности.

В работе [9] было показано, что приращение термодинамического потенциала системы вследствие появления парового пузыря объемом  $V$  с полной поверхностью  $A_n$  на поверхности твердого тела  $A$  выражается формулой:

$$\Delta\Phi = (f_n - f_{жс})V\rho_n + \sigma F \left[ 1 - \frac{A}{A_n}(1 - \cos\theta) \right], \quad (1.2)$$

где  $f_{жс}$  и  $f_n$  – удельные термодинамические потенциалы Гиббса для жидкой и паровой фазы, соответственно. Второе слагаемое уравнения (1.2) характеризует работу по созданию поверхностей раздела фаз – твердой, жидкой и газообразной. Данная величина зависит как от физико-химических (степень смачивания  $\theta$ ), так и от геометрических (отношение  $A/A_n$ ) особенностей рассматриваемого элемента поверхности. Как видно, при фиксированных значениях  $\theta$  и  $F$  работа образования новых поверхностей раздела будет тем меньше, чем большая часть поверхности пузыря  $A_n$

соприкасается с твердой фазой А. Это говорит о том, что элементы теплообменной поверхности в виде углублений, впадин, царапин и т.п. являются более вероятными потенциальными центрами нуклеации, чем ровные и гладкие участки. Данный факт подтверждается многочисленными экспериментальными наблюдениями различных авторов ([10-13]).

На сегодняшний день общепризнано, что пузыри пара при гетерогенной нуклеации генерируются в небольших впадинах поверхности нагрева, в которых до начала кипения находилась газовая или паровая фаза. Зародыш, образующийся в такой впадине, становится при определенных условиях неустойчивым, что и определяет его дальнейший рост до момента отрыва от поверхности. После этого к впадине притекает жидкость, блокируя в ней часть пара, что делает ее потенциальным центром нуклеации следующего пузыря [14]. Таким образом, процесс зародышеобразования при пузырьковом кипении можно охарактеризовать тремя условиями:

- 1) условие, определяющее первоначальный захват пара, газа или парогазового включения впадинами тепловыделяющей поверхности;
- 2) условие устойчивости этой впадины;
- 3) условие, определяющее образование пузыря в активной впадине.

Достаточно подробный анализ механизмов захвата пара (газа) впадинами различной геометрии и условий их устойчивости представлен в монографии [15]. Рассмотрим более подробно условие, которое определяет образование парового пузыря в активной впадине.

Как было отмечено выше, для зарождения и начала роста парового пузыря на тепловыделяющей поверхности необходим ее определенный перегрев по сравнению с температурой насыщения жидкости. Из условия теплового равновесия зародыша, находящегося в перегретой жидкости следует, что минимальная разность между температурами поверхности и насыщения связана с критическим радиусом зародыша  $R_{кр}$  следующей зависимостью:



$$\Delta T_{нк} = \frac{2\sigma T_{нас}}{r\rho_n R_{кр}}. \quad (1.3)$$

Зародыши, радиус которых превышает величину  $R_{кр}$ , называемую критическим радиусом зародышеобразования, превращаются в паровые пузыри и растут, меньших размеров – схлопываются. В работе [16] был сделан вывод о том, что впадина может быть центром парообразования, при равенстве радиуса ее устья и критического радиуса зародышеобразования. Однако такое соотношение справедливо только для условий равномерного перегрева жидкости и поверхности, то есть когда перегрев жидкости равен перегреву стенки и постоянен по высоте ее слоя. В реальных же условиях перегрев стенки может значительно отличаться от рассчитанного по выражению (1.3), поскольку процесс кипения на поверхности протекает в условиях выраженной температурной неравномерности и стенки, и жидкости. Получение точного решения задачи о начале кипения практически не представляется возможным, т.к. при решении этой задачи принимается ряд упрощающих допущений и, кроме того, перегрев существенно зависит от таких факторов, как состояние жидкости (например, степень дегазации) и состояние теплоотдающей поверхности ([3]).

В литературе широко представлены данные по скорости роста паровых пузырей на обогреваемой стенке. При этом в ряде работ, например, в [17-19], при выводе уравнения роста парового пузыря на стенке используются закономерности объемной нуклеации. Результаты аналитического решения, полученные в указанных работах, могут быть обобщены следующей зависимостью:

$$R_{внеш} / \sqrt{a_{ж}t} = CJa, \quad (1.4)$$

в которой отличия в значении постоянной  $C$  в различных работах определяются учетом ряда факторов, влияющих на интенсивность подвода тепла к поверхности пузыря [19].

Скрайвен [20], проанализировав результаты ряда теоретических работ, показал более сложную зависимость скорости роста пузыря от числа  $Ja$ :

$$R_{внеш} / \sqrt{a_{ж} t} = 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} Ja \left[ 1 + 0.5 \left( \frac{\pi}{6} Ja \right)^{2/3} + \frac{\pi}{6} Ja \right]^{1/2}. \quad (1.5)$$

Как видно, выражения вида (1.4) являются предельным случаем решения уравнения (1.5) для числа  $Ja \gg 1$ . При  $Ja \ll 1$  используется следующее выражение:

$$R_{внеш} / \sqrt{a_{ж} t} = \sqrt{2Ja}. \quad (1.6)$$

В литературе, в частности в [21], было показано, что выражение (1.6) достаточно хорошо описывает опытные данные по росту паровых пузырей при объемном кипении обычных жидкостей при атмосферном давлении. Однако при использовании данной формулы для случая кипения на стенке предполагается, что растущий на поверхности тепловыделения паровой пузырь окружен слоем перегретой жидкости. Подвод теплоты к паровому пузырю непосредственно от поверхности нагрева через его основание при этом не рассматривается. Такой подход не описывает опытные данные по росту парового пузыря, особенно при высоких давлениях ([22]).

Д.А. Лабунцовым ([22]) была предложена принципиально новая модель, согласно которой основное испарение, определяющее рост парового пузыря на обогреваемой стенке, происходит лишь вблизи его основания, причем тепло к зоне испарения подводится через тонкий прилегающий слой

жидкости. На основании данного подхода было получено аналитическое выражение, аналогичное по структуре уравнению (1.6):

$$R_{внеш} / \sqrt{a_{жс} t} = \sqrt{2\beta Ja}. \quad (1.7)$$

В [23, 24] было показано, что выражение (1.7) при значении  $\beta = 6$  удовлетворительно описывает опытные данные по кипению различных жидкостей в широком диапазоне изменения числа Якоба. Однако важным недостатком подхода работы [22] является тот факт, что в нем предполагается постоянство температуры поверхности под паровым пузырем, что справедливо только для высокотеплопроводных материалов. В то же время, по данным многих исследователей температура поверхности под паровым пузырем уменьшается на стадии его роста, а на стадии ожидания монотонно восстанавливается до первоначального уровня.

Позднее Д.А. Лабунцовым и В.В. Яговым [25] была рассмотрена модель роста парового пузыря, учитывающая как теплоотвод через тонкий клинообразный слой жидкости в основании пузыря, так и тепловой поток от перегретого слоя жидкости, покрывающего часть поверхности пузыря. Проводя приближенный анализ составляющих теплопритока в паровой пузырь, авторы получили следующее выражение для скорости роста пузыря:

$$R_{внеш} = \left( \gamma Ja + \sqrt{\gamma Ja^2 + 2\beta Ja} \right) \sqrt{a_{жс} t}. \quad (1.8)$$

При постоянных  $\gamma$  и  $\beta$  полученное уравнение имеет две асимптоты. Первая из них при  $Ja \ll 1$  имеет вид (1.7) и отвечает случаю, когда подвод тепла от перегретой жидкости пренебрежимо мал. Вторая асимптота относится к кипению при низких приведенных давлениях, когда  $Ja \gg 1$  и подвод тепла от перегретой жидкости становится преобладающим:

$$R_{внеш} = 2\gamma Ja \sqrt{a_{жс} t}. \quad (1.9)$$

Авторами [25] было показано, что формула (1.8) при  $\beta = 6$ ,  $\gamma = 0.3$  удовлетворительно описывает опытные кривые роста паровых пузырей в широком диапазоне варьирования давлений ( $Ja = 0.1 \div 500$ ).

### 1.1.3 Отрывной диаметр паровых пузырей

Отрывной диаметр паровых пузырей является одной из наиболее важных внутренних характеристик кипения, дающих информацию для понимания механизмов данного процесса. Кроме того, величина  $D_{отр}$  в ряде случаев является масштабной характеристикой пузырькового кипения и зачастую входит в модели описания теплоотдачи при кипении. Неудивительно, что исследованию величины  $D_{отр}$  при кипении жидкости посвящено большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ. Многими авторами было детально исследовано влияние различных характеристик и условий проведения экспериментов на значения отрывного диаметра паровых пузырей и на основе сопоставления опытных данных предложены различные полуэмпирические модели. Их наиболее полный список представлен в недавних обзорных работах [8, 26]. Остановимся кратко лишь на наиболее популярных и общих из них.

Теоретически в подавляющем большинстве случаев величина  $D_{отр}$  при кипении определяется из баланса сил, действующих на паровой пузырь. При проведении такого анализа принимаются в расчет силы поверхностного натяжения, подъемная сила, силы вязкости и силы, обусловленные движением жидкости вблизи пузыря, а также инерционные силы со стороны жидкости, вызванные ростом паровом пузыря. Очевидно, что обоснованный анализ всего комплекса этих сил весьма затруднителен, поэтому на практике при выводе моделей пренебрегают какой-либо из них и оперируют

оставшимися. Как правило, в большинстве моделей рассматривается только баланс сил всплытия и поверхностного натяжения, действующих на паровой пузырь, а также неявно учитывается скорость роста парового пузыря, выраженная посредством введения в модель числа Якоба. В связи с этим, в большинстве моделей наблюдается зависимость величины  $D_{omp}$  от капиллярной постоянной (постоянной Лапласа)  $\Lambda$  и числа Ja.

Однако, несмотря на то, что большинство моделей, используемых для расчета величины  $D_{omp}$ , построены на основе рассмотрения баланса действующих на пузырь сил, такой подход критикуется рядом авторов. В частности, в работе [5] отмечается, что использование заимствованного из механики твердого (недеформируемого) тела понятия силы, приложенной к центру масс, не корректно использовать применительно к паровому пузырю в жидкости. Кроме того, согласно принципу Даламбера, баланс сил справедлив в любой момент эволюции пузыря и не может служить условием его отрыва. И, несмотря на непрекращающиеся попытки уточнить и усложнить соотношения, выражающие существенные для динамики парового пузыря силы, такой подход в лучшем случае может рассматриваться лишь как один из приближенных методов, аналогичный анализу размерностей.

Одной из первых работ, в которых была получена зависимость для определения величины  $D_{omp}$  при пузырьковом кипении, является ставшая уже классической работа Фритца [27], в которой на основе баланса подъемных сил и сил поверхностного натяжения была получена одноименная формула:

$$D_{omp} = 0.0208\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{жс} - \rho_n)}}. \quad (1.10)$$

Несмотря на то, что данная формула была получена на основе рассмотрения уравнения гидростатики и может быть использована только для вычисления максимального диаметра сферического неподвижного пузыря, находящегося на поверхности, она до сих пор зачастую используется

некоторыми исследователями для оценки отрывных диаметров паровых пузырей при кипении жидкости. Такой подход, безусловно, является некорректным и ошибочным, что, в частности, отмечается авторами [5] и [28].

Зубер [29] в своей модели учел влияние перегретого пограничного слоя на размер парового пузыря и получил следующее выражение для вычисления  $D_{отр}$ :

$$D_{отр} = \left[ \frac{6\lambda_{жс}(T_{жс} - T_{нас})}{q} \right]^{\frac{1}{3}} \cdot \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_{жс} - \rho_n)} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (1.11)$$

В работе [30] был рассмотрен баланс сил всплытия, поверхностного натяжения, а также так называемой «сдвиговой» силы, действующей на паровой пузырь после отрыва окружающих его соседних пузырей. На основе сопоставления с опытными данными в данной работе была предложена следующая зависимость:

$$D_{отр} = C(\text{Ja}^*) \cdot \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_{жс} - \rho_n)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.12)$$

Здесь  $\text{Ja}^*$  - модифицированное число Якоба, определяемое исходя из критической температуры жидкости, а не величины перегрева поверхности. В то же время, на основе аналогичного подхода в работах [31, 32] была показана зависимость  $D_{отр}$  от классического вида числа Якоба, рассчитываемого на основе величины  $\Delta T_{нк}$ .

С.С. Кутателадзе и И.И. Гогониным ([33]) было проведено обобщение большого массива экспериментальных данных по величине отрывного диаметра при кипении различных жидкостей (вода, этанол, жидкий азот, метанол, бензол и т.д.) на различных поверхностях, в результате чего было получено следующее выражение:

$$D_{\text{отр}} = 0.25(1 + 10^5 K) \cdot \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_{\text{жс}} - \rho_n)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.13)$$

где  $K$  – безразмерный параметр, определяемый как:

$$K = \left( \frac{\text{Ja}}{\text{Pr}} \right) \left( \left[ \frac{g \rho_{\text{жс}} (\rho_{\text{жс}} - \rho_n)}{\mu_{\text{жс}}^2} \right] \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_{\text{жс}} - \rho_n)} \right]^{\frac{3}{2}} \right)^{-1}.$$

Попытка обобщения ряда полуэмпирических моделей описания зависимости  $D_{\text{отр}}(\Delta T)$  была также предпринята в работе [34]. В результате авторами была получена схожая с выражением (1.13) зависимость:

$$D_{\text{отр}} = 0.19(1.8 + 10^5 K)^{\frac{2}{3}} \cdot \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_{\text{жс}} - \rho_n)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.14)$$

Таким образом, анализ показывает, что сегодня в литературе представлено достаточно большое количество моделей описания величины отрывного диаметра пузырей при пузырьковом кипении жидкости в условиях свободной конвекции. На рис. 1.3 показаны результаты расчета по некоторым из них для случая кипения насыщенной воды при атмосферном давлении. Представленный рисунок наглядно демонстрирует, что описанные выше модели могут давать кардинально отличающиеся друг от друга результаты.

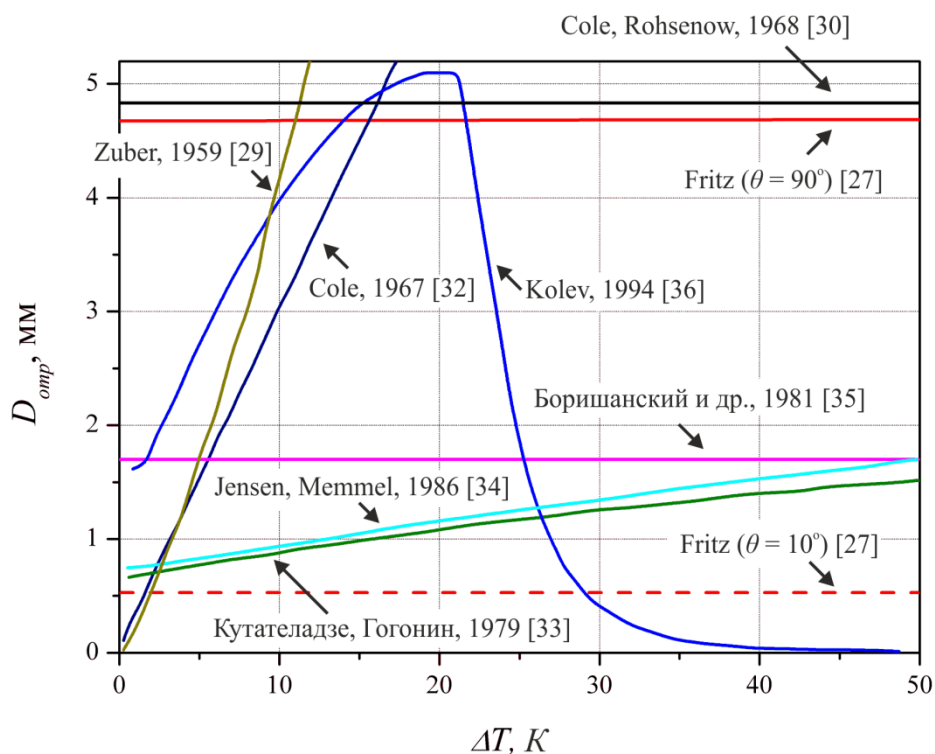


Рисунок 1.3 – Результаты расчета величины  $D_{omp}$  при кипении насыщенной воды в условиях атмосферного давления согласно различным литературным источникам.

Данный факт связан, в первую очередь, с существенными противоречиями в опытных данных по величине  $D_{omp}$  различных авторов. Так, анализ ряда экспериментальных работ показывает, что данные по величине  $D_{omp}$  при кипении воды при атмосферном давлении могут варьироваться в диапазоне от 1 до 8 мм при аналогичных условиях проведения эксперимента. Очевидно, что такое противоречие не позволяет выявить механизмы отрыва пузыря от поверхности и построить полную теоретическую модель описания данного процесса.

#### 1.1.4 Плотность центров парообразования

При пузырьковом кипении паровые пузыри зарождаются и растут в определенных местах тепловыделяющей поверхности – центрах парообразования. Очевидно, что число активных центров парообразования



определяет интенсивность теплоотдачи при кипении жидкости. По этой причине плотность центров парообразования ( $NSD$ ) является одной из наиболее важных внутренних характеристик процесса пузырькового кипения. При этом данная характеристика является наименее изученной как в экспериментальном, так и в теоретическом планах. Кроме того, необходимо отметить тот факт, что различные авторы зачастую по-разному трактуют и определяют в экспериментах данную величину.

Первые экспериментальные исследования зависимости плотности центров парообразования при кипении от мощности тепловыделения были проведены еще в 1931 г. Якобом и Фритцем [37]. На основе этих экспериментов было выдвинуто предположение о линейной зависимости величины  $NSD$  от плотности подводимого теплового потока  $q$  [38]. Позже авторы [39] и [40] независимо друг от друга пришли к выводу о том, что коэффициент теплоотдачи при кипении связан с плотностью центров парообразования следующим образом:

$$\alpha \sim NSD^3. \quad (1.15)$$

Также в работах [41, 42] было показано, что на характер зависимости (1.15) при кипении различных жидкостей не влияют такие факторы, как изменение свойств смачивания и шероховатости поверхности нагрева. В то же время, в работах [43-45] было показано, что материал поверхности, способ ее обработки и свойства смачивания значительно влияют на число активных центров парообразования.

В работе [46] на основе анализа ряда экспериментальных данных было предположено, что величина  $NSD$  определяется соотношением:

$$NSD = n_0 \exp\left(-\frac{K}{T_c}\right), \quad (1.16)$$

в котором константы  $n_0$  и  $K$  характеризуют свойства жидкости и поверхности.

Используя метод электролитического осаждения тонкого слоя никеля на поверхность нагрева и последующий подсчет каверн, образовавшихся в центрах парообразования при кипении, авторы [47] измерили плотность центров парообразования при кипении водного раствора никелевых солей на медной поверхности. В результате было показано, что величина  $NSD$  зависит от плотности теплового потока и перегрева поверхности следующим образом:

$$NSD \sim q^{2.1}, NSD \sim \Delta T^{2.3}. \quad (1.17)$$

В работе [48] была предложена обобщенная зависимость вида:

$$NSD \sim \Delta T^m, \quad (1.18)$$

в которой показатель степени  $m$  варьируется в диапазоне от 4 до 6.

Авторами работы [49] был разработан механистический подход к описанию плотности центров парообразования при кипении. Данный метод заключается в получении достоверной информации по размерам и форме каждой неровности на поверхности нагрева, являющейся потенциальным центром нуклеации. В результате обобщения было показано, что плотность центров с увеличением плотности подводимого потока изменяется согласно закону:

$$NSD \sim C(\theta)q^2. \quad (1.19)$$

Таким образом, существующие на сегодняшний день опытные данные различных авторов свидетельствуют о чрезвычайно сложной зависимости плотности центров парообразования от целого ряда поверхностных условий:

шероховатости и чистоты рабочей поверхности, ее свойств смачивания, наличия на ней адсорбированного газа и т.д. Изменение этих условий приводит к появлению в литературе различного вида зависимостей  $NSD(q, \Delta T)$ , как правило, эмпирического характера. В частности, подавляющее большинство существующих моделей имеет вид:

$$NSD \sim q^x; NSD \sim q^y; NSD \sim q^z, \quad (1.20)$$

где показатели степени  $x, y, z$  принимают различные значения:

$$x = 1/3; 9/4; 3/2; 1.7; 2; 3, y = 2; 3; 4; 8, z = 2; 3.$$

Кроме того, рядом авторов были предложены более специфические модели для определения количества центров нуклеации при кипении, например,  $NSD \sim \theta$ ,  $NSD \sim \exp(-k/T_c)$  и др. Ниже представлено описание лишь нескольких наиболее популярных моделей описания плотности центров парообразования при пузырьковом кипении жидкости в условиях естественной конвекции.

Один из наиболее физически обоснованных и при этом простых подходов к описанию величины плотности центров парообразования при пузырьковом кипении жидкости был предложен Д.А. Лабунцовым в работе [22]. В рассматриваемой им модели предполагается, что величина  $NSD$  пропорциональна количеству впадин, приходящихся на единицу поверхности и имеющих размеры, соизмеримые с критическим радиусом зародышеобразования  $R_{кр}$ . Принимая для функции распределения неровностей по размерам простой закон ( $\sim 1/R_{кр}^2$ ), автором была предложена следующая зависимость для расчета плотности центров парообразования:

$$NSD = C_1 \left( \frac{r \rho_n \Delta T}{\sigma T_{нас}} \right)^2, \quad (1.21)$$

где  $C_1$  - численная константа, по результатам экспериментов равная  $C_1 \approx 10^{-7} \div 10^{-8}$ .

Как было отмечено выше, результаты ряда работ [43-45] показали, что величина  $NSD$  зависит не только от способа обработки тепловыделяющей поверхности, но также и от ее теплофизических свойств и характеристик смачивания. На основе эмпирического подхода авторами работы [44] была предпринята попытка учесть влияние данных факторов на величину плотности центров парообразования при кипении жидкости и в результате этого предложено следующее выражение:

$$NSD = C_2 \text{Pr}^{1.63} \left( \frac{1}{\gamma'} \right) \Theta^{-0.4} \Delta T^3, \quad (1.22)$$

$$\gamma' = \left( \frac{\lambda_c \rho_c C_{pc}}{\lambda_{жс} \rho_{жс} C_{p,жс}} \right)^{1/2}, \quad \Theta = 14.5 - 4.5 \left( \frac{Ra_p}{\sigma} \right) + \left( \frac{Ra_p}{\sigma} \right)^{0.4},$$

где  $\gamma'$  и  $\Theta$  – коэффициент тепловой активности и относительная шероховатость поверхности, соответственно.

Очевидно, что разнообразие моделей описания величины  $NSD$ , зачастую принципиально отличающихся друг от друга, делает затруднительным моделирование теплообмена при пузырьковом кипении. Кроме того, поскольку данные модели являются в той или иной степени эмпирическими, для корректного описания величины плотности центров парообразования необходимо наличие обширного массива экспериментальных данных, полученных в широком диапазоне варьирования режимных параметров. Однако, как правило, эксперименты по определению числа центров нуклеации проводятся с использованием скоростной видеосъемки с боковой стороны нагревательной поверхности. Как будет показано ниже (раздел 1.5), такой формат съемки не позволяет получить достаточно надежную количественную экспериментальную информацию по

величине  $NSD$  при кипении жидкости в широком диапазоне варьирования тепловых нагрузок. Это приводит к тому, что опытные данные по плотности центров парообразования оказываются пригодными для построения моделей только в области неразвитого кипения, то есть в режиме отдельных паровых пузырей.

## 1.2 Интенсивность теплообмена при пузырьковом кипении

За последние 70 лет опубликовано большое количество экспериментальных и теоретических работ по исследованию интенсивности теплоотдачи при кипении жидкости. В работе [5] отмечается, что результаты этих исследований отражены в публикациях, число которых составляет тысячи, и их количество растет с каждым годом. Такое незатухающий интерес к данному вопросу связан с рядом причин, среди которых можно выделить совершенствование методик измерений, а также постоянный поиск наиболее оптимальных жидкостей, свойств и параметров тепловыделяющих поверхностей для достижения максимальной эффективности и производительности того или иного теплообменного оборудования. Например, развитие и совершенствование в последние два десятилетия технологий микро- [50-52] и нано структурирования [53-55] привело к появлению многочисленных работ по исследованию особенностей теплообмена при кипении на модифицированных различным образом поверхностях. Также активно развиваются новые методы численного моделирования процессов массо- и теплообмена, в том числе имеющих место при кипении жидкости ([56, 57]).

Достаточно подробный анализ наиболее популярных и физически обоснованных моделей для определения интенсивности теплоотдачи при кипении жидкости представлен в последних обзорных работах и монографиях ([5, 6, 58-60]). Очевидно, что в рамках настоящей работы

детальный обзор всей литературы, посвященной данному вопросу, представляется довольно проблематичным. Ниже будет представлено описание лишь некоторых подходов и полученных на их основе расчетных соотношений для определения величины коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  при пузырьковом кипении жидкостей в условиях свободной конвекции.

На интенсивность теплообмена при кипении оказывает влияние большое количество разнообразных факторов (давление, перегрев стенки, характер шероховатости поверхности, краевой угол смачивания, теплофизические свойства жидкости и материала поверхности нагрева и т. д.). Строго количественно учесть влияние всех этих факторов в широком диапазоне изменения определяющих параметров весьма сложно, поэтому в настоящее время имеется много достаточно приближенных подходов к описанию теплообмена при пузырьковом кипении жидкости. Одной из первых работ, в которой была предпринята попытка обобщить массив опытных данных по интенсивности теплоотдачи при кипении жидкости, исходя из рассмотрения физических механизмов процесса, является работа Г.Н. Кружилина ([61]). Подход данной работы заключается в том, что при кипении тепло от поверхности тепловыделения воспринимается только жидкой фазой и затем передается в объем паровых пузырей при ее испарении.

Позже в работах С.С. Кутателадзе ([62]) были рассмотрены процессы, протекающие в жидкой и паровой фазах при кипении. При таком подходе принимается, что при пузырьковом кипении в непосредственном контакте с поверхностью находятся как жидкая, так и паровая фазы. При этом, аналогично работе [61], гидродинамике жидкости и распространению ней тепла уделяется первостепенное внимание. Дополнительно также были сформулированы условия, определяющие степень диспергирования паровой фазы и распределения центров нуклеации на тепловыделяющей поверхности. В результате было получена зависимость, содержащая большое число безразмерных величин:

$$\text{Nu}_* = C(\text{Pe}_* K_p)^{0.7} \text{Pr}^{-0.35}, \quad (1.23)$$

где

$$\text{Nu}_* = \frac{\alpha}{\lambda_{жс}} \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_{жс} - \rho_n)} \right]^{1/2}, \quad \text{Pe}_* = \frac{q}{r \rho_n a_{жс}} \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_{жс} - \rho_n)} \right]^{1/2}, \quad K_p = \frac{p}{\sqrt{\sigma g(\rho_{жс} - \rho_n)}}.$$

В.И. Толубинский ([63]), рассмотрев теплоотдачу при кипении как один из видов конвективного теплообмена, получил обобщенное выражение:

$$\text{Nu} = C K_s^{m_1} \text{Pr}^{m_2}, \quad (1.24)$$

в котором комплекс  $K_s$  определяет специфические условия кипения (скорость парообразования и средняя скорость роста пузырей). Используя аналогию с турбулентным конвективным теплообменом, автором [64] было получено следующее выражение:

$$\alpha = \mu_{жс} r \left[ \frac{g(\rho_{жс} - \rho_n)}{\sigma} \right]^{1/2} \left[ \frac{C_{p_{жс}}}{C_{сж} r \text{Pr}^s} \right] \Delta T^2, \quad (1.25)$$

в котором константа  $C_{сж}$  учитывает различные сочетания жидкость-поверхность нагрева и определяется исходя из опытных данных ([65]). Как показывает анализ литературы, данная зависимость (так называемая модель Розенау) на сегодняшний день является наиболее популярной для описания теплоотдачи при кипении жидкости (более 1700 цитирований).

Однако рядом автором была поставлена под сомнение правомерность гипотезы о теплопередаче при кипении жидкости через ламинарный пристенный слой жидкости, толщина которого зависит от турбулизирующего действия растущих и отрывающихся паровых пузырей. В частности, авторами [22, 66-68] было отмечено, что вследствие малого запаса

избыточной энтальпии перегретой жидкости, окружающей паровой пузырь, уравнение роста пузыря в объеме жидкости не может использоваться для случая роста пузыря на нагреваемой стенке. Более правильно полагать, что тепло, необходимое для испарения жидкости в пузырь, подводится именно со стороны теплоотдающей поверхности к основанию пузыря. Кроме того, в опытах различных авторов, как будет показано ниже (раздел 1.3), были обнаружены резкие колебания температуры тепловыделяющей поверхности в области центра нуклеации. Такие колебания не могут быть объяснены ни в рамках гипотезы турбулизирующего действия паровых пузырей, ни гипотезой об омывании поверхности холодной окружающей жидкостью после отрыва пузыря [69]. Следующим этапом развития теории теплообмена при пузырьковом кипении жидкости можно считать подход, учитывающий испарение в растущий паровой пузырь так называемого микрослоя - тонкого слоя жидкости в его основании.

Первой работой, посвященной детальному рассмотрению данного вопроса, является работа Д.А. Лабунцова [22]. В ней автор предложил, что количество тепла, идущее на испарение микрослоя жидкости в основании пузыря, может быть соизмеримо с конвективной теплоотдачей и должно учитываться в механизме теплообмена при кипении. В результате было получено следующее выражение:

$$q = C \frac{\lambda_{жс}^2 \Delta T^3}{\nu_{жс} \sigma T_{нас}} \left( 1 + 5 \frac{\nu_{жс} r \rho_n}{\lambda_{жс} \Delta T} \right), \quad (1.26)$$

где  $C = 10^{-3}$ . Данное соотношение отражает влияние двух составляющих теплового потока от стенки к кипящей жидкости:

- теплового потока, идущего на непосредственное испарение через микрослой жидкости в паровые пузыри, растущие на нагревателе;
- теплового потока, передаваемого наведенной конвекцией через теплопроводный слой жидкости, толщина которого обратно



пропорциональна средней динамической скорости, специфической для пузырькового кипения и связанной со скоростью роста индивидуального парового пузыря.

Однако такой подход применим в первую очередь для режима индивидуальных паровых пузырей (стадия *IIa* на рис. 1.1), который наблюдается только при относительно низких тепловых нагрузках (как правило, при величинах  $q \leq (0.1 \div 0.2)q_{кр}$ ). При развитом кипении паровые пузыри начинают сливаться между собой, образуя на некотором расстоянии от поверхности нагрева зону повышенного паросодержания – так называемое «паровое одеяло» ([70, 71]), под которым существует тонкая пленка жидкости. В такой пленке наблюдаются сухие пятна ([72-74]), которые можно отождествлять с центрами нуклеации. На основании такой модели, в более поздней работе Д.А. Лабунцовым ([75]) с использованием данных по средней скорости зародышеобразования и характерному расстоянию между центрами парообразования была оценена эффективная толщина жидкой пленки под паровыми конгломератами. Было получено соотношение для коэффициента теплоотдачи, в котором с помощью эмпирической функции отношения плотностей фаз  $b$  учитывается вклад непосредственного испарения в растущие на поверхности паровые пузыри:

$$\alpha = b \left( \frac{\lambda_{ж}^2 q^2}{v_{ж} \sigma T_{нас}} \right)^{1/3}, \quad b = 0.075 \left[ 1 + 10 \left( \frac{\rho_n}{\rho_{ж} - \rho_n} \right)^{2/3} \right]. \quad (1.27)$$

Данное расчетное соотношение достаточно хорошо коррелирует с опытными данными многочисленных исследователей по кипению различных (за исключением криогенных [28, 69]) жидкостей в различных условиях.

Логичным развитием модели Д.А. Лабунцова [75] является модель В.В. Ягова ([70]), в которой автор провел оценки вклада стоков тепла на границах сухих пятен в суммарный отводимый от стенки тепловой поток. Согласно данному подходу (рис. 1.4) средняя плотность теплового потока может быть

определена как  $q = q_1 + q_2$ , где  $q_1$  – плотность теплового потока, передаваемого через пленку жидкости толщиной  $\delta_0$  под паровыми конгломератами,  $q_2$  – плотность теплового потока, обусловленная испарением жидкости на границах сухих пятен ( $R_{cn}$ ). Результирующее выражение для определения коэффициента теплоотдачи выглядит следующим образом:

$$\alpha = 0.07 \left( 1 + \frac{r\theta}{2R_i T_{нас}^2} \right)^{1/3} \left( \frac{\lambda_{ж}^2 q^2}{v_{ж} \sigma T_{нас}} \right)^{1/3} \times \left[ 1 + \sqrt{1 + 800 \frac{r(\rho_n v_{ж})^{3/2}}{\sigma(\lambda_{ж} T_{нас})^{1/2}}} + 400 \frac{r(\rho_n v_{ж})^{3/2}}{\sigma(\lambda_{ж} T_{нас})^{1/2}} \right]^{1/3} \quad (1.28)$$

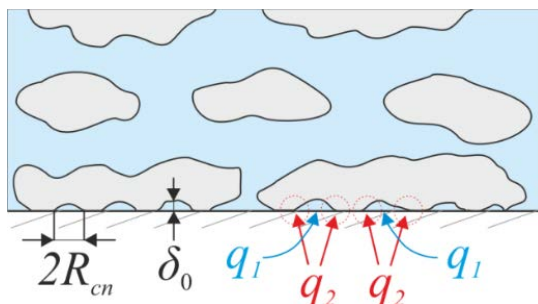


Рисунок 1.4 - Схематическое представление развитого кипения ([70]).

Как видно из рис. 1.5, данное выражение описывает достаточно большой массив опытных данных по развитому пузырьковому кипению различных жидкостей с погрешностью  $\pm 35\%$ .

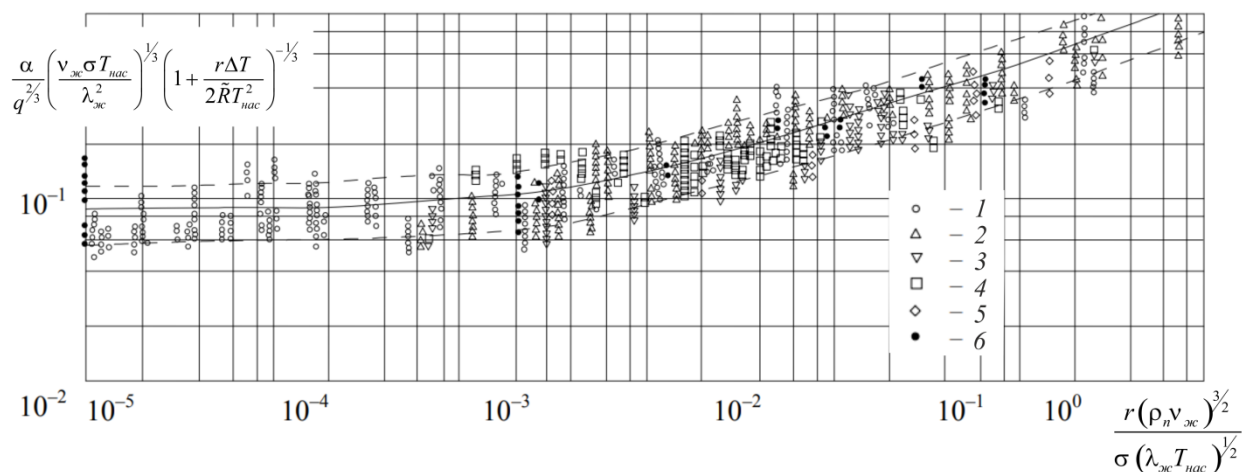


Рисунок 1.5 – Сопоставление расчетного соотношения (1.28) с опытными данными ([59]): 1 – вода; 2 – этанол; 3 – бензол; 4 – хладоны; 5 – азот; 6 – этан, этилен, метан.

Разумеется, описание интенсивности теплоотдачи при пузырьковом кипении не ограничивается рассмотренными выше подходами и работами. В частности, анализ литературы ([11, 76-79]) показывает, что сегодня существует большое количество полуэмпирических моделей, учитывающих влияние различных физико-химических свойств тепловыделяющей поверхности (смачивание, шероховатость, пористость, теплофизические свойства и т.д.) на механизм и интенсивность теплообмена при кипении жидкости.

Таким образом, можно сделать вывод, что на сегодняшний день большинство используемых моделей теплообмена при кипении жидкости являются полуэмпирическими, что связано со сложностью строгого полного математического описания процесса кипения. Как правило, данные модели описывают опытные данные для определенных веществ, иногда для групп веществ с близкими свойствами, и справедливы в определенном диапазоне приведенных давлений. Так, например, значения коэффициента теплоотдачи, рассчитанные для одного теплоносителя по различным полуэмпирическим соотношениям, могут отличаться в десятки раз.

По этим причинам исследователи стараются уйти от эмпирического описания и начинают активно развивать механистические модели теплообмена при кипении ([80-82]) и методы прямого численного моделирования ([56, 57]). Для верификации этих моделей требуется надежная экспериментальная информация, в том числе, по микрохарактеристикам процесса кипения (рис. 1.2). Знание данных характеристик важно как для апробации уже хорошо известных моделей, так и для построения новых теоретических и полуэмпирических подходов описания теплообмена при кипении.

Одним из таких подходов, является так называемая RPI модель, предложенная в работе [83] для расчета в первую очередь интенсивности теплоотдачи при кипении жидкого теплоносителя в условиях вынужденной конвекции. Данная модель построена на основе гипотезы о том, что суммарный тепловой поток, передаваемый при пузырьковом кипении жидкости, является суммой ряда составляющих:

$$\begin{aligned}
 q &= q_1 + q_2 + q_3, \\
 q_1 &= \frac{\pi}{6A} \rho_n r \sum_{i=1}^N \left( f_{omp} D_{omp}^3 \right); \\
 q_2 &= \frac{2\pi\lambda_{жс} \Delta T_{нк}}{A \sqrt{\pi a_{жс}}} \sum_{i=1}^N \left( D_{omp}^2 f_{omp} \sqrt{\tau_o} \right); \\
 q_3 &= \left[ 1 - \frac{\pi}{4A} \sum_{i=1}^N D_{omp}^2 \right] \alpha_{конв} \Delta T_{нк},
 \end{aligned} \tag{1.29}$$

где:  $q_1$  - тепло, затрачиваемое на испарение жидкости в паровые пузыри;  $q_2$  - тепло, затрачиваемое на повторное формирование разрушенного после отрыва пузырей пограничного слоя;  $q_3$  - тепло, передающееся жидкости за счет конвекции на поверхности, свободной от пузырей.

Как видно из представленных соотношений, для расчета теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкости с использованием модели [83] необходимо знание таких характеристик кипения, как отрывной диаметр

паровых пузырей, частота парообразования и количество центров парообразования. Также очевидно, что для корректных расчетов величины отводимого теплового потока в каждом конкретном случае (то есть при заданных условиях эксперимента) необходимо использовать опытные данные, которые были получены именно для этих условий. Однако, как правило, для расчетов по RPI модели используются весьма обобщенные, зачастую наиболее «удобные» зависимости для определения внутренних характеристик кипения, в том числе, описанные ранее в разделе 1.1. В то же время, данная модель показывает хорошее согласование с опытными данными ([84, 85]) и довольно часто ([86, 87]) используется в популярных пакетах вычислительной гидродинамики для моделирования процесса пузырькового кипения (например, ANSYS Fluent, OpenFOAM и др.).

### **1.3 Характеристики микрослоя при пузырьковом кипении жидкости**

На сегодняшний день общепризнано, что в процессе роста парового пузыря при кипении в его основании образуется тонкий слой жидкости, называемый в литературе «микрослоем» вследствие малой толщины (рис. 1.6). Очевидно, что процесс формирования и испарения микрослоя является неотъемлемой и важной частью общей динамики роста и отрыва паровых пузырей. По этой причине, начиная с середины прошлого века, многими исследователями предпринимаются попытки оценить и учесть вклад испарения микрослоя в общую теплоотдачу при кипении ([67, 68, 88, 89]). Остановимся кратко на основных экспериментальных наблюдениях и закономерностях, посвященных характеристикам микрослоя при кипении.

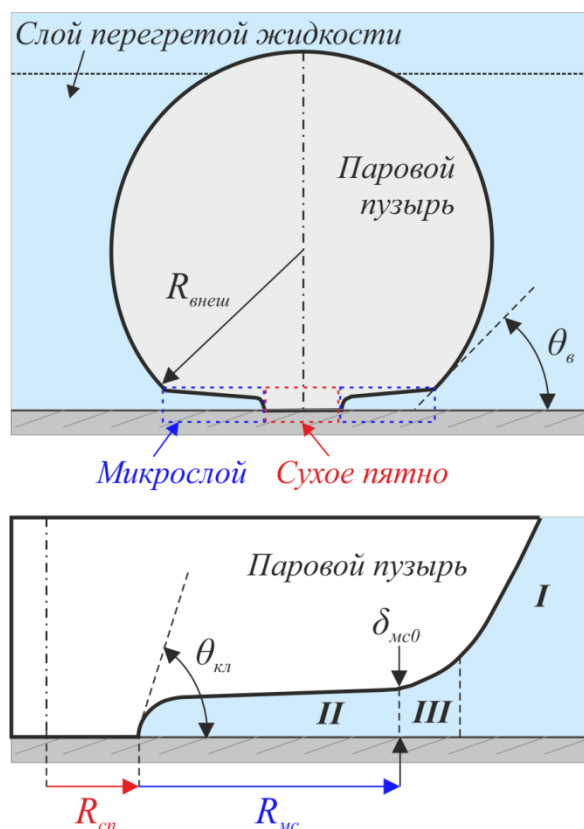


Рисунок 1.6 – Схема образования микрослоя под паровым пузырьем при кипении жидкости в условиях атмосферного давления (не в масштабе).

Впервые гипотеза о возможном существовании тонкого слоя жидкости в основании парового пузырья была высказана еще в 50-е годы прошлого века Снайдером ([90]). Им было предположено, что слой жидкости под паровым пузырьем образуется за счет увеличения окружности основания парового пузырья при его росте. Первые же экспериментальные свидетельства о существовании микрослоя под паровым пузырьем были получены в работах [91-93]. В частности, авторами [91] было показано, что процесс образования и роста парового пузырья при кипении воды в условиях атмосферного давления сопровождается значительными флуктуациями температуры поверхности нагрева под ним. Авторы предположили, что данный факт связан с наличием слоя жидкости в основании пузырья, толщина которого исчисляется микрометрами. Его интенсивное испарение приводит к резкому падению температуры в данной области ([93]). Как было отмечено в разделе 1.1.1, данные наблюдения послужили толчком для развития подходов к

описанию механизма роста парового пузыря, учитывающих роль интенсивного испарения микрослоя ([24, 25, 66, 94, 95]).

Простая модель образования и расчета микрослоя жидкости была предложена Купером и Ллойдом в работе [96]. Авторы, исходя из представлений о преобладающем влиянии вязкости жидкости на толщину микрослоя, неподвижности микрослоя относительно поверхности и аналогии между его начальной толщиной и толщиной вытеснения пограничного слоя, получили следующее выражение:

$$\delta_{mc0} = C_0 \sqrt{\nu_{ж} t}, \quad (1.30)$$

где  $\delta_{mc0}$  – толщина микрослоя у наружной границы основания пузыря (рис. 1.6) в момент времени  $t$ . Авторы показали, что значение коэффициента  $C_0$  зависит от показателя степени  $n$  в выражении  $R_{внеш} \sim t^n$  и в усреднении может принято равным 0.8. В то же время, в работе [95] из анализа опытных данных значение  $C_0$  было принято равным 1.27. Кроме того, в работе [97] было показано, что реальные значения  $\delta_{mc0}$  на порядок меньше, чем рассчитанные согласно (1.30). Авторы связали данный факт с возможным испарением жидкости в микрослое к моменту измерения величины  $\delta_{mc0}$  и тем, что жидкость в области микрослоя не является неподвижной.

В указанных выше моделях образование и эволюция микрослоя в основании пузыря рассматриваются как результат взаимодействия двух зон жидкости (рис. 1.6): зоны  $I$ , движущейся совместно с границей раздела фаз, и зоны  $II$  - пристенных слоев жидкости, то есть самого микрослоя. Автором [98] была предложена более точная модель расчета толщины микрослоя, учитывающая также существование переходной зоны  $III$ , в которой проявляются поверхностные эффекты. В результате решения уравнений движения и непрерывности, было получено следующее выражение:

$$\delta_{mc0} = \sqrt{\frac{2\nu_{ж}t}{9(1-n) + 2\left(\frac{1}{n} - 1\right)(n-2) + 0.66n}}. \quad (1.31)$$

Из выражения (1.31) следует, что действительным значениям  $\delta_{mc0}$  соответствует диапазон  $0.36 < n < 1.1$ , что согласуется с опытными данными по скорости роста паровых пузырей. Кроме того, из выражения (1.31) следует, что закон (1.30) является достаточно универсальным и справедливым при любом реальном значении  $n$ , а не только при 0.5, как было получено в [96]. Значение  $C_0$ , соответствующее  $n = 0.5$ , равно  $C_0 = 1.04$ , что близко к опытными значениям: 1.27 - согласно [95], 0.8 – согласно [96],

На сегодняшний день в литературе имеется ряд экспериментальных работ, посвященных исследованию толщины микрослоя при кипении жидкости. Как показывает анализ, в подавляющем большинстве этих работ опыты были проведены при использовании в качестве рабочей жидкости насыщенной воды в условиях атмосферного давления. На рис. 1.7 представлено обобщение результатов литературных источников [91, 99-104] в виде графика  $\delta_{mc}(R)$ , где  $R$  – расстояние от центра парового пузыря до точки, в которой измеряется толщина микрослоя  $\delta_{mc}$ . Здесь надо отметить, что опытные данные работ [100-104] были получены с помощью оптических методик, основанных на получении интерференционной картины. Также на рисунке отдельным цветом выделены результаты по величине  $\delta_{mc}(R)$ , полученные в [91, 99] на основе анализа данных по эволюции температуры поверхности в области микрослоя, согласно выражению:

$$q_{mc} = \frac{\lambda_{ж}}{\delta_{mc}} (T_c - T_{нас}). \quad (1.32)$$



На рисунке наблюдается характерная область экспериментальных значений толщины микрослоя в диапазоне до 6 мкм. Разброс опытных точек различных работ (до 100%) связан с различными параметрами проведения эксперимента, в первую очередь, с величиной перегрева поверхности  $\Delta T_{нк}$ .

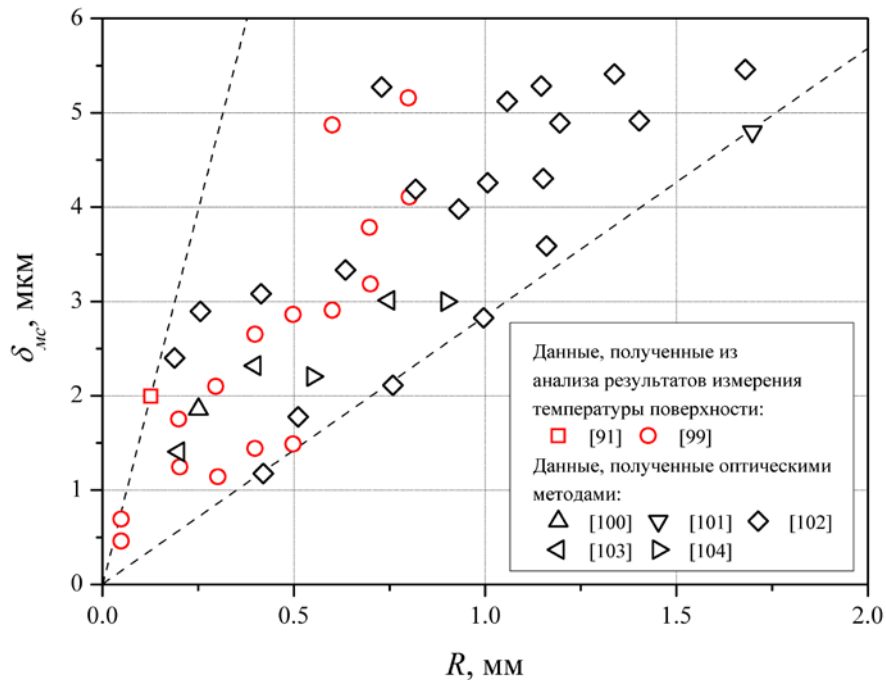


Рисунок 1.7 – Опытные данные по толщине микрослоя при кипении воды в условиях атмосферного давления.

Также различными исследователями с помощью оптических методик, описание которых приведено в разделе 1.5, были изучены профили испаряющегося микрослоя в различные моменты времени ([103-105]).

Однако, несмотря на то, что динамика испарения микрослоя является достаточно изученным вопросом, анализ литературы показывает, что отводимая ему роль в процессе роста паровых пузырей остается не до конца выясненной. В частности, в таблице 1 представлено обобщение результатов различных авторов по кипению воды в условиях атмосферного давления, из которой видно, что вклад микрослоевого испарения в динамику парообразования значительным образом варьируется.

Таблица 1 – Результаты различных работ по вкладу испарения микрослоя в динамику роста парового пузыря при кипении воды ( $p = p_{\text{атм}}$ ).

Литературный источник	Степень перегрева поверхности ( $\Delta T$ , К)	Вклад испарения микрослоя, %
Yabuki, Nakabeppu, 2014 [99]	8 – 15	~ 50
Jung, Kim, 2014 [103]	22.5	17
Chu et al., 2011 [106]	-	< 30
Utaka et al., 2014 [107]	6 – 39	15 – 70

Очевидно, что такая неоднозначность не позволяет провести детальный теоретический анализ и построить корректные модели описания процессов образования и испарения микрослоя при пузырьковом кипении. Кроме того, достаточно скудное разнообразие и противоречие опытных данных различных авторов не позволяет провести апробацию численных методик моделирования данного процесса, которые активно развиваются в последние годы ([108-110]).

#### 1.4 Особенности режима пузырькового кипения при давлениях ниже атмосферного

Давление является одним из наиболее важных параметров, оказывающих существенное влияние на интенсивность и внутренние характеристики теплообмена при пузырьковом кипении жидкости. При этом, как было отмечено многими исследователями, если повышение давления вплоть до предкритического состояния носит лишь количественный характер, и при этом все основные закономерности и сам характер кипения остаются неизменными, то в области субатмосферных давлений процесс претерпевает существенные качественные изменения.

Помимо интереса фундаментальной науки к исследованию особенностей кипения жидкости в области пониженных давлений, данный процесс представляет также большой практический интерес для различных отраслей промышленности. Связано это, в первую очередь, с тем фактом, что понижение давления позволяет существенно снизить температуру кипения рабочей жидкости и, как следствие, уменьшить энергозатраты в конкретном промышленном цикле. Помимо этого, снижение температуры за счет понижения давления приводит к уменьшению скорости коррозии теплообменного оборудования в различного вида испарителях ([111]).

Кипение при субатмосферных давлениях реализуется в абсорбционных холодильных машинах, которые используются для отбора и удаления избыточного тепла и поддержания заданного оптимального теплового режима при работе различного рода производственного оборудования ([112]). Также такой режим кипения используется в рабочем цикле опреснительных установок, используемых, в том числе, для нужд морского судоходства. Активно развиваются и уже реализуются идеи об использовании кипения при пониженном давлении применительно к задаче охлаждения высокопроизводительных устройств микроэлектроники, для которых необходимо поддерживать температуру на заданном уровне. Контролируемое задание температуры кипения рабочего флюида при варьировании давления позволяет работать в необходимом режиме охлаждения без необходимости менять тип рабочей жидкости ([113, 114]). Кроме того, кипение при пониженном давлении может быть использовано для создания новых перспективных технологий на основе возобновляемых источников энергии, например, для проектирования и создания высокоэффективных систем хранения солнечной энергии и т.д.

Вопрос экспериментального исследования особенностей кипения жидкости в условиях пониженного давления (или, другими словами, в условиях вакуума) возник еще в начале 60-х годов прошлого века. Такой интерес исследователей был связан, в первую очередь, с изучением

теплообмена при кипении жидких металлов применительно к задачам атомной энергетики. Однако, поскольку исследование механизма кипения металлов связано со значительными трудностями методологического характера, исследователями для установления общих закономерностей по особенностям кипения в вакууме были изучены, в первую очередь, более «простые» в данном плане жидкости, в первую очередь, вода, а также этиловый спирт, бензол, бензин, бутанол, тетрахлорметан, н-додекан, различные фреоны и масла, растворы солей и др. Анализ литературы также показывает, что в последнее десятилетие интерес к изучению особенностей динамики парообразования при кипении в условиях пониженного давления начинает вновь возрастать. Как было отмечено ранее, связано это с перспективностью практического приложения данного процесса для создания нового высокоэффективного и энергоэкономичного теплообменного оборудования.

Остановимся теперь более подробно на основных результатах экспериментальных, а также ряда теоретических работ, посвященных вопросам динамики парообразования и интенсивности теплоотдачи при кипении жидкости в условиях субатмосферных давлений.

### **1.4.1 Форма паровых пузырей**

Одной из первых работ, в которых было проведено детальное исследование кипения жидкости при понижении давления, является [115]. В данной работе авторами было проведено изучение динамики паровых пузырей при кипении воды в диапазоне давлений 40-101 кПа. Было обнаружено, что уменьшение давления приводит к увеличению величины отрывного диаметра паровых пузырей, при этом частота их отрыва заметно уменьшается. Позже авторами обширного ряда работ [32, 116-135] с помощью скоростной видеосъемки с боковой стороны нагревательного

элемента было изучено влияние понижения давления в широком диапазоне на динамику парообразования при кипении различных жидкостей в условиях свободной конвекции. Здесь особо следует отметить комплексные исследования голландских ученых, проведенные в 70-е годы под руководством Ван Стралена ([121, 122]), и работы специалистов из Московского энергетического института ([123-126]). В Институте теплофизики СО АН СССР под руководством академика С.С. Кутателадзе также был проведен ряд исследований пузырькового кипения различных жидкостей, в том числе жидких металлов при давлениях много ниже атмосферного ([127-130]). В последние годы в данном направлении активно работают французские и польские исследователи ([131-134]).

Общим выводом всех упомянутых выше работ является тот факт, что понижение давления существенным образом влияет на характер кипения жидкости. В первую очередь, экспериментальные наблюдения показали, что при кипении жидкости в вакууме форма паровых пузырей далека от сферической, наблюдаемой при атмосферном давлении. Для примера на рис. 1.8 приведены кадры высокоскоростной видеосъемки кипения воды на медной поверхности при давлении 5.6 кПа, полученные авторами работы [133]. Из представленных кадров видно, что паровой пузырь при данном давлении начинает приобретать форму, близкую к полусферической. Такое изменение формы пузыря связано, в первую очередь, с его быстрым ростом, что вызывает в окружающей жидкости неоднородное поле давлений, которое, в свою очередь, сплющивает пузырь, как бы «прижимая» его к поверхности нагрева. В работе [118] на основе рассмотрения баланса сил, действующих на пузырь при его росте, была предпринята попытка теоретически объяснить приобретение паровыми пузырями полусферической формы при кипении в условиях уменьшения давления. Авторы показали, что данный факт вызван существенным преобладанием силы инерции жидкости над силой поверхностного натяжения при понижении давления в системе. Из рис. 1.8 также хорошо видно, что отрыв парового пузыря сопровождается

образованием выраженной «паровой ножки», соединяющей уже начинающий всплывать основной объем пара с тепловыделяющей поверхностью.

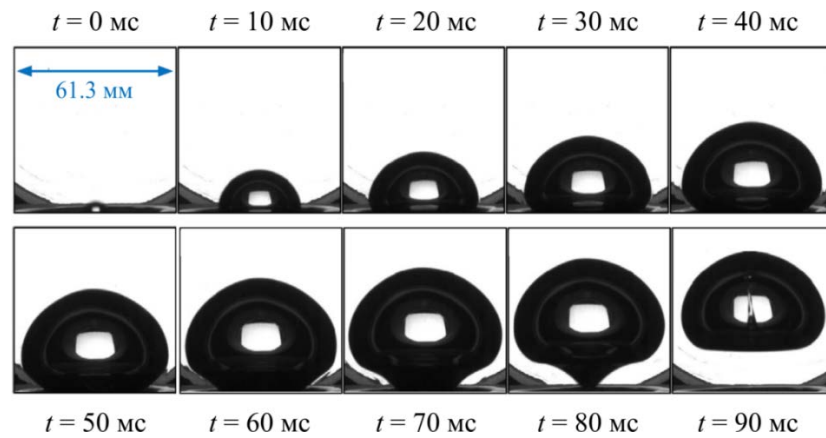


Рис. 1.8 - Кадры высокоскоростной съемки динамики отдельного парового пузыря при кипении воды при давлении  $p = 5.6$  кПа ([133]).

В работе [121] было обнаружено, что отрыв массивного парового пузыря при кипении в глубоком вакууме (4 кПа) приводит к формированию струи жидкости, «пронзающей» паровой объем. После этого на поверхности нагрева в короткий момент времени формируется паровая колонна, которая может сливаться с всплывающим пузырем. В результате паровой пузырь приобретает характерную для случая кипения в вакууме грибообразную форму (рис. 1.9), отмечаемую многими авторами.

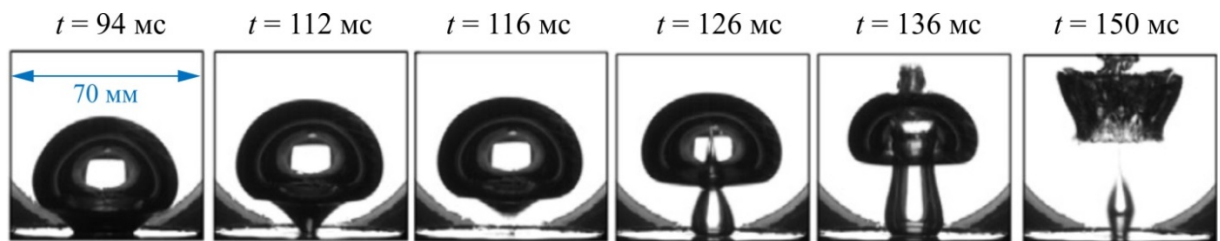


Рис. 1.9 – Образование грибообразного парового пузыря при кипении воды в области субатмосферных давлений ( $p = 2.6$  кПа) ([134]).

### 1.4.2 Плотность центров парообразования и температурный порог закипания

Исследователями также было отмечено, что с уменьшением приведенного давления происходит вырождение центров парообразования, в результате чего, при сверхнизких давлениях на поверхности нагрева может существовать только один крупномасштабный пузырь (рис. 1.10). В то же время в литературе нет количественных данных по зависимости  $NSD(p)$  при кипении, что связано, в первую очередь, с методическими недостатками формата видеосъемки с боковой стороны, подробно описанными в разделе 1.5.

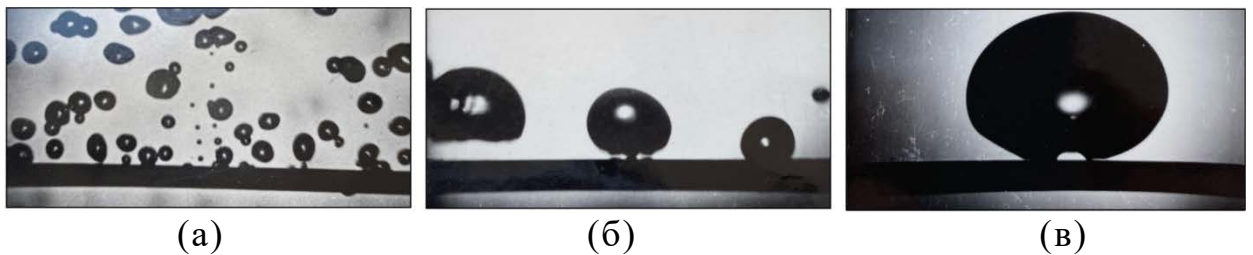


Рис. 1.10 – Влияние понижения давления на число активных центров парообразования при кипении воды на трубке ([127]): а)  $p = 101.3$  кПа; б)  $p = 50$  кПа; в)  $p = 18$  кПа.

Снижение числа центров парообразования при уменьшении величины  $p$  связано, в первую очередь, с тем фактом, что понижение давления системы при сохранении неизменных условий на твердой поверхности приводит к росту критического радиуса парового пузыря  $R_{кр}$ . В результате, как было отмечено многими авторами, происходят существенный рост величины перегрева тепловыделяющей поверхности на момент образования парового пузыря (рис. 1.11) и соответствующее подавление центров нуклеации. В совокупности со значительным уменьшением плотности пара при понижении давления системы этот факт приводит к заметному росту числа Якоба.

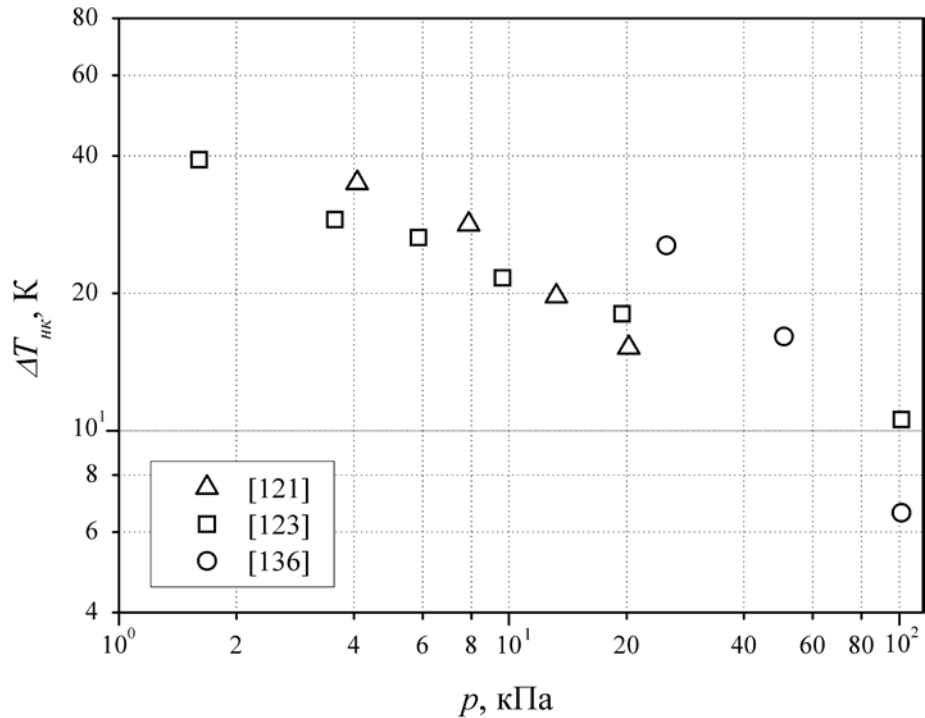


Рис. 1.11 – Влияние давления на величину температурного напора закипания при пузырьковом кипении воды в условиях свободной конвекции.

### 1.4.3 Скорость роста и отрывной диаметр пузырей

Анализ литературы показывает, что достаточно подробно на сегодняшний день изучен вопрос по влиянию давления на скорость роста паровых пузырей при пузырьковом кипении. При этом данному вопросу посвящено большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ. Многими авторами, в частности, в работах [117, 121, 125, 128, 137], было отмечено, что при кипении в вакууме различных жидкостей показатель степени  $n$  в выражении  $R_{внеш} \sim t^n$  увеличивается по мере понижения давления ( $0.5 < n < 0.7$  для воды при  $p < 70$  кПа). Как было отмечено в разделе (1.1.1), расчетное соотношение (1.8), предложенное в работе [25], и основанное только на «энергетическом подходе» ( $n = 0.5$ ), достаточно удовлетворительно описывает опытные данные в широком диапазоне давлений (10 кПа – 10 МПа) и чисел Якоба (0.1-500). Однако в области наиболее низких давлений



(для чисел Якоба  $Ja > 500$ ) для точного анализа роста паровых пузырей необходимо также рассматривать инерционные эффекты.

Впервые попытка совместного решения уравнений энергии и движения для роста парового пузыря в равномерно перегретой жидкости была предпринята в работе [138]. Сопоставление опытных результатов по росту паровых пузырей при кипении различных жидкостей в области больших чисел Якоба с теоретическим соотношением, предложенным в работе [138], показало, что оно лучше аппроксимирует результаты экспериментов, чем соотношения, полученное в рамках энергетической схемы роста пузыря. Однако, как было показано в работе [139], уравнение, полученное авторами [138], зачастую завышает скорость роста пузырей и по мере роста пузыря данное расхождение имеет тенденцию к увеличению. В работе [125] было получено приближенное аналитическое решение для скорости роста парового пузыря на нагреваемой поверхности:

$$R_{внеш} = k \left( \frac{\lambda_{жс} C_p}{\rho_n} \right)^{1/4} \frac{R_i^{3/4} T_{нас}^{5/4}}{r} t^{3/4}. \quad (1.33)$$

где  $R_i$  – индивидуальная газовая постоянная,  $k = 0.5$  – численный множитель, значение которого было получено из сопоставления с опытными данными. Как показывает анализ, соотношение (1.33) хорошо согласуется с экспериментальными результатами по  $R_{внеш}(t)$  при числах Якоба  $Ja \geq 500$ .

Увеличение скорости роста паровых пузырей при кипении жидкости в условиях вакуума приводит и к росту величины их отрывного диаметра, что было экспериментально отмечено различными авторами ([115, 123, 127, 132, 135]). Рядом авторов также были предложены полуэмпирические модели по описанию влияния давления на величину отрывного диаметра паровых пузырей. В частности, в работе [126] на основе выражения (1.33) была предложена приближенная формула для расчета величины отрывного

диаметра парового пузыря при пузырьковом кипении в области низких приведенных давлений.

$$D_{\text{отр}} = 0.44 \left( \frac{\lambda_{\text{ж}} C_p}{\rho_n} \right)^{2/5} \frac{R_i^{6/5} T_{\text{нас}}^2}{r^{8/5} g^{3/5}}. \quad (1.34)$$

Авторами было проведено сравнение опытных данных по величине  $D_{\text{отр}}$  при кипении различных жидкостей (вода, спирты, четыреххлористый углерод, кислород) с результатами расчета по выражению (1.34) при давлениях  $p \leq 20$  кПа. Хотя при выводе соотношения (1.34) используется формула (1.33), справедливая при числах Якоба  $Ja \geq 500$ , разумное согласие опытных и рассчитанных по (1.34) значений  $D_{\text{отр}}$  обнаруживается вплоть до  $Ja \approx 175$ , а для кислорода — до  $Ja \approx 34$ .

В ряде работ [116, 128, 133-135] также было показано, что с понижением давления частота парообразования существенно снижается и при кипении в глубоком вакууме процесс образования паровых пузырей становится не регулярным. Так, при давлениях ниже 20 кПа процесс кипения воды характеризуется сменой центров парообразования и нерегулярностью действия каждого центра ([116]). После длительного перерыва в парообразовании может образовываться сразу несколько пузырей с небольшим интервалом во времени, после чего опять следует некоторый период ожидания появления пузыря.

#### 1.4.4 Интенсивность теплоотдачи

Очевидно, что существенное уменьшение количества активных центров парообразования, частоты их работы и увеличение пороговой температуры закипания приводят к ухудшению интенсивности теплоотдачи при пузырьковом кипении в вакууме по сравнению с кипением при

атмосферном давлении. Анализ результатов экспериментальных работ (например, [123], [128] и [140]) показывает, что понижение рабочего давления от атмосферного до 1.5 кПа приводит к уменьшению величины коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  более чем в 2.5 раза для случая кипения насыщенной воды.

По этой причине, актуальной является задача интенсификации теплоотдачи и стабилизации самого процесса кипения жидкости в условиях вакуума. Начиная с 70-х годов вплоть до настоящего времени, активно ведутся разработки различных методик интенсификации теплоотдачи при кипении в условиях низких давлений. Среди них можно выделить микро и нано структурирование тепловыделяющей поверхности ([141, 142]), нанесение на нее различных структурированных покрытий, в том числе пористых ([143, 144]), а также придание рабочей поверхности бифильных и гидрофобных свойств для повышения числа центров парообразования и уменьшения порога закипания ([124, 145]).

Многими авторами было отмечено, что рядом специфических особенностей характеризуется пузырьковое кипение жидкости при сверхнизких давлениях ( $p/p_{кр} < 0.02$ ). Так, в ряде работ (например, в [146, 147]) при кипении в вакууме экспериментально был выявлен режим неустойчивого (нестабильного) кипения – то есть затянутого переходного режима от свободной конвекции к развитому пузырьковому кипению. В частности, для воды данный режим наблюдается при давлениях ниже 20 кПа ([147]). Как показывают результаты работы [147], такой режим характеризуется отсутствием регулярно действующих центров парообразования и крайне низкой частотой образования паровых пузырей. Образование паровых пузырей носит взрывообразный характер и сопровождается значительными колебаниями температуры поверхности нагрева. Кроме того, средний перегрев тепловыделяющей поверхности начинает слабо зависеть от плотности подводимого теплового потока, в результате чего показатель степени  $n$  в соотношении  $\alpha \sim q^n$  для данного

режима становится близким к единице. Авторами [148] было выдвинуто предположение, что для различных жидкостей при давлении ниже атмосферного конвекция, вызванная образованием, быстрым ростом и последующим отрывом массивных паровых пузырей, становится доминирующим вкладом в теплоотдачу, по сравнению с переносом тепла за счет парообразования.

В недавно опубликованной статье [132] авторы обнаружили, что при кипении насыщенной воды при давлении 1.2 кПа отрыв больших паровых пузырей от поверхности нагрева сопровождается появлением многочисленных маленьких пузырей. Со временем размер и частота отрыва от поверхности таких пузырей уменьшается вплоть до полного прекращения парообразования, после чего, по истечении времени ожидания, вновь образуется большой паровой пузырь. Авторы назвали такое поведение двухфазной системы «циклический режим кипения», однако количественное описание и механизмы данного режима остаются нерешенными вопросами.

Также в литературе было проведено экспериментальное изучение критических тепловых потоков в широком диапазоне варьирования субатмосферных давлений ([120, 123, 127, 129, 143]). Общим выводом данных работ является тот факт, что зависимость критической плотности теплового потока от давления в области вакуума значительно слабее, чем при повышенных давлениях, чем это следует из гидродинамической модели кризиса кипения жидкости ([62]).

## **1.5 Современные экспериментальные методики исследования процессов при кипении жидкости**

Очевидно, что являясь достаточно сложным для полного теоретического и численного описания, процесс пузырькового кипения продолжает оставаться актуальной задачей, в первую очередь, для

экспериментальных исследований. Анализ истории изучения данного вопроса показывает, что развитие и совершенствование различных экспериментальных методик за последние два десятилетия позволяет более детально изучить процессы при кипении жидкости, происходящие как на макро-, так и микро- и наномасштабах ([149]).

На сегодняшний день подавляющее большинство работ, посвященных описанию особенностей динамики парообразования при кипении жидкости, основано на проведении высокоскоростной видео визуализации данного процесса ([150]). Как правило, такая визуализация проводится через оптические окна, расположенные на одной горизонтальной оси с нагревательным элементом, что позволяет проанализировать общую картину кипения, а также форму, скорость роста и отрывной диаметр паровых пузырей. Однако, как было отмечено рядом исследователей, появление большого количества пузырей на поверхности нагревателя уже при сравнительно малых тепловых нагрузках значительно затрудняет идентификацию отдельных паровых образований при таком формате визуализации (рис. 1.12).

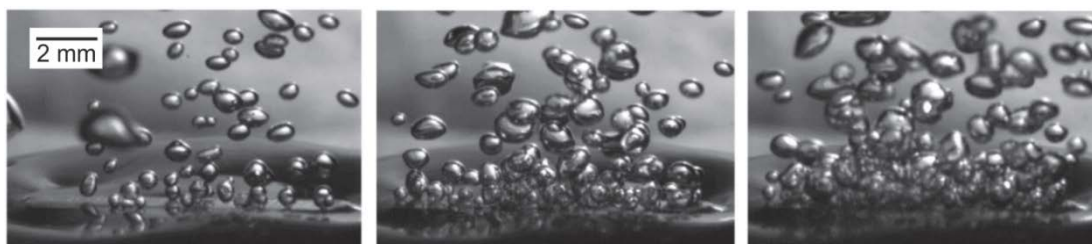


Рисунок 1.12 – Пример высокоскоростной видео визуализации кипения с боковой стороны плоской нагревательной поверхности ([151]) (жидкость – HFE-7100,  $q = 23.5, 59$  и  $72.4$  кВт/м<sup>2</sup>).

Это существенно повышает погрешность измерений в области развитого пузырькового кипения и усложняет анализ экспериментальных данных. Данный недостаток особенно сильно выражается при определении величины плотности центров парообразования, которую практически

невозможно корректно измерить при использовании плоских и протяженных нагревательных элементов. Кроме того, видеосъемка, осуществляемая с боковой стороны от нагревательной поверхности, даже сверхвысокого разрешения, не позволяет изучить динамику контактной линии в основании пузыря и проанализировать процессы, происходящие на микромасштабе, например, эволюцию области жидкого микрослоя.

Данное обстоятельство привело исследователей к необходимости проведения высокоскоростной визуализации с нижней стороны тепловыделяющей поверхности и использованию для этой задачи полупрозрачных нагревательных участков. Как показывает анализ результатов экспериментальных работ, это дает возможность получить принципиально новую информацию о динамике парообразования при кипении жидкости, в том числе при использовании интерференционных методов, в широком диапазоне тепловых потоков, вплоть до развития кризисных явлений. Например, в работах [72, 152] были изучены механизмы развития кризисных явлений при кипении жидкости на стеклянных поверхностях. В результате авторами была предложена гипотеза о существовании так называемого «макрослоя» жидкости в окрестностях менисков «сухих пятен» под паровыми агломератами, через который испаряется основная доля пара. Кризис пузырькового кипения является следствием исчерпания «ресурса» подтока жидкости в макрослой, что приводит к разрастанию и слиянию отдельных сухих пятен, образующих крупномасштабную несмоченную область [5].

Позднее подобная конструкция нагревательного элемента была использована в ряде работ по изучению различных аспектов тепло- и массообмена при кипении жидкости. В частности, в работах [153, 154] были изучены особенности кипения различных жидкостей в условиях микрогравитации с использованием прозрачных поверхностей и видеосъемки с их обратной стороны. В работе [155] автором была использована проводящая пленка из оксида индия-олова (ИТО), напыленная на стекло, для проведения

визуализации кипения фреона R-123 без и с приложением внешнего электрического поля. Был проведен детальный статистический анализ отрывных диаметров паровых пузырей, частот их образования и плотности центров парообразования. Аналогичная конструкция нагревателя была использована в работе [156] для исследования внутренних характеристик кипения фреона R-11.

Поскольку экспериментальное изучение особенностей теплообмена при пузырьковом кипении жидкости напрямую связано с анализом нестационарного температурного поля тепловыделяющей поверхности, особое внимание исследователей направлено на совершенствование методик его исследования. Традиционные методики измерения температуры, например, с помощью термопар или локальных резистивных датчиков температуры, а также по изменению термосопротивления участка, могут быть использованы для анализа только интегральной температуры поверхности, то есть усредненной по некоторой площади и времени. Обладая недостаточным пространственным разрешением, они не дают возможности анализа быстропротекающих локальных процессов, например, особенностей локального теплообмена в области тройной контактной линии.

В настоящее время для измерения распределения поля температур различных объектов все чаще применяют метод инфракрасной (ИК) термографии, который лишен вышеуказанных недостатков. Данная методика сегодня широко используется как в прикладных задачах (для контроля утечки энергоресурсов, в приборах ночного видения, в металлургии, в медицине и т.д.), так и для решения задач фундаментальной науки, связанных в том числе с теплоотдачей при кипении жидкости.

Первые попытки применения ИК термографии для исследования особенностей кипения были предприняты еще в 70-х - 80-х годах прошлого века [157, 158], однако в силу технических ограничений их результаты являются скорее качественными, чем количественными. Позднее в работе [159] автором было показано, что использование термографической съемки

позволяет получить полную картину распределения температурного поля при кипении жидкости на достаточно протяженной тепловыделяющей поверхности. Однако существующие на тот момент ограничения по временному и пространственному разрешению термографии не позволили изучить в деталях локальные процессы в области отдельных паровых пузырей.

В работах [160, 161] впервые была использована высокоскоростная ИК термография для изучения интенсивности теплоотдачи и развития кризисных явлений при кипении жидкости. Для достижения максимального разрешения по температуре авторами были использованы тонкопленочные (140 нм) нагреватели из титана, напыленные на стеклянные подложки. Проведенная с частотой 1 кГц термографическая съемка кипения воды показала, что образование паровых пузырей приводит к падению температуры в данной области (появлению так называемых «холодных» пятен) (рис. 1.13а).

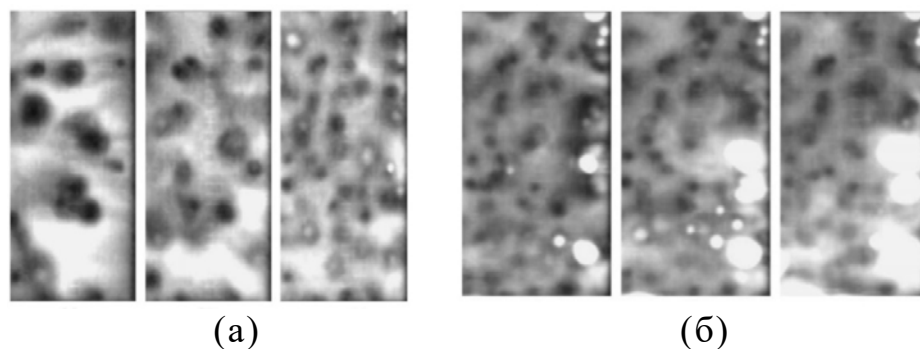


Рисунок 1.13 – Кадры высокоскоростной ИК термографии, полученные при кипении воды на поверхности тонкопленочного нагревателя: (а) режим развитого кипения ( $q = 406, 536$  и  $807$  кВт/м<sup>2</sup>) [160]; (б) развитие кризиса пузырькового кипения ( $q = 925$  кВт/м<sup>2</sup>) [161].

Это, помимо прочего, позволило авторам провести анализ зависимости плотности центров парообразования от тепловой нагрузки в широком диапазоне ее изменения. Кроме того, была изучена динамика замываемых сухих пятен в предкризисном режиме кипения, а также в деталях изучен сам процесс развития кризиса пузырькового кипения (рис. 1.13б).



В отмеченных работах было показано, что одним из главных преимуществ высокоскоростной ИК термографии применительно к анализу особенностей кипения, является возможность получить детальную картину по распределению нестационарного температурного поля нагревателя в области парового пузыря. При достижении достаточного пространственного и временного разрешения термографической съемки становится возможным исследовать особенности локального теплообмена в окрестности тройной контактной линии, в частности, проанализировать динамику микрослоя и определить вклад его испарения в интегральную теплоотдачу при кипении.

Подобные эксперименты были проведены рядом научных групп, среди которых следует выделить работы исследователей из Люблянского университета (Словения) [162-164] и Массачусетского технологического института (США) [84, 101, 165]. Также следует отметить работы отечественных исследователей из ОИВТ РАН [166, 167], а также ИТ СО РАН [168-170], посвященные изучению различных аспектов теплообмена при нагреве жидкости в различных гидродинамических условиях с использованием высокоскоростной термографии.

Помимо методик измерения эволюции температуры тепловыделяющей поверхности при кипении жидкости, сегодня также активно развиваются методы, связанные с прямой визуализацией процессов, происходящих на микро масштабе. Ранее в разделе 1.3 было отмечено, что с использованием интерференционных методов становится возможным в деталях исследовать особенности структуру жидкого микрослоя при кипении [100, 102-106]. Первые удачные попытки применения таких методов для исследования особенностей парообразования при кипении жидкости были осуществлены еще в 70-х годах прошлого века [97]. На сегодняшний день основной методикой для исследования структуры и динамики испарения жидкого микрослоя в основании паровых пузырей является метод лазерной интерферометрии [102-107]. Данная методика основана на усилении или ослаблении амплитуды результирующей волны в зависимости от

соотношения между фазами складывающихся в пространстве нескольких волн с одинаковыми периодами. С использованием монохроматического излучения лазеров, обладающего высокой когерентностью, удастся получить наиболее четкую интерференционную картину. Для примера на рис. 1.14 показана интерференционная картина эволюции парового пузыря при кипении воды при атмосферном давлении [104]. Светлая область в центре парового пузыря соответствует сухому пятну, область с интерференционными кольцами – жидкому микрослою. Анализ расстояния между соседними кольцами позволяет получить значение толщины микрослоя в каждый момент его существования (рис. 1.7)

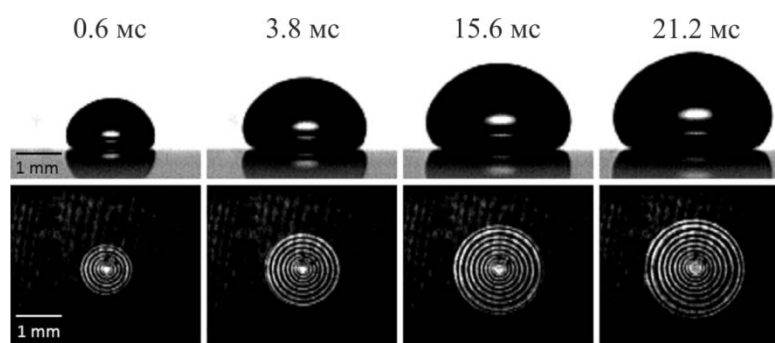


Рисунок 1.14 – Синхронизированные во времени кадры высокоскоростной видео визуализации и лазерной интерферометрии динамики роста парового пузыря при кипении воды [104].

Разумеется, применение современных методик для исследования особенностей кипения жидкости не ограничивается рассмотренными выше работами. Сегодня активно развиваются и успешно используются другие бесконтактные методы для измерения различных характеристик процессов тепло- и массопереноса при кипении жидкости. В частности, различными авторами был использован метод PIV (цифровая трассерная визуализация) для измерения мгновенных полей скорости жидкости [171, 172], метод планарной лазерной флуоресценции [173, 174] и так называемый «радужный» Шлирен-метод [175] для изучения распределения температуры жидкости при кипении, а также их комбинации [176].

## 1.6 Выводы к первой главе

Проведенный анализ литературы, посвященной исследованию процессов тепло- и массообмена при пузырьковом кипении жидкости, позволяет сделать следующие выводы:

1. Несмотря на то, что на сегодняшний день в литературе представлено обширное количество работ, посвященных экспериментальному и теоретическому исследованию различных аспектов процессов тепло- и массопереноса при кипении жидкости, на сегодняшний день не существует завершенной теории теплообмена при пузырьковом кипении. Для расчета коэффициента теплоотдачи при кипении различных жидкостей в литературе приводятся десятки полуэмпирических соотношений, зачастую описывающих лишь узкий диапазон изменения режимных параметров. Такая сложность в описании теплообмена при кипении связана в первую очередь с тем фактом, что кипение является многомасштабным нестационарным процессом и для его описания необходимо учитывать эффекты, проявляющиеся на различных пространственных и временных масштабах.

2. В настоящее время в ряде работ исследователи стараются уйти от эмпирического описания теплообмена при кипении, активно развивая различные механистические модели кипения, а также методы прямого численного моделирования. Для построения и верификации этих моделей необходима детальная экспериментальная информация, в том числе, по так называемым локальным или внутренним характеристикам пузырькового кипения и по их взаимосвязи. Знание данных характеристик важно как для апробации уже хорошо известных моделей, так и для создания новых теоретических подходов для описания теплообмена при кипении жидкостей с различными свойствами. Однако выполненные исследования внутренних характеристик кипения не всегда имеют однозначный характер, содержат противоречия и зачастую имеют разные трактовки.

3. Помимо режима отдельных пузырей, большое внимание исследователей также привлекает динамика парообразования и эволюция двухфазного слоя при кипении в области средних и высоких тепловых потоков, вплоть до развития кризиса кипения. Такой интерес связан как с недостаточным пониманием механизмов переноса тепла при кипении в области высоких тепловых потоков, так и с необходимостью определения основных причин, приводящих к развитию кризиса пузырькового кипения.

4. Также одним из важнейших, но слабо изученных вопросов является динамика тройной контактной линии жидкость-стенка-пар в основании паровых пузырей. В частности, многими исследователями было показано значительное влияние испарения микрослоя на процесс роста парового пузыря и локальный теплообмен в области центра парообразования. Однако имеющихся в литературе экспериментальных данных по локальным характеристикам кипения, в особенности проявляющихся в области контактной линии жидкость-стенка, недостаточно для теоретического описания характеристик микрослоя, его эволюции и скорости испарения при кипении жидкостей с различными физическими свойствами в разных условиях, в том числе при варьировании давления.

5. Как следует из представленного обзора литературы, развитие современных экспериментальных методик позволяет сегодня получить принципиально новую опытную информацию по процессам тепло- и массопереноса при кипении жидкости, протекающим на различных пространственных и временных масштабах. В частности, с использованием высокоскоростной видеосъемки и прозрачной конструкции нагревателя становится возможным провести более строгий количественный анализ различных внутренних характеристик кипения жидкости и изучить в деталях структуру двухфазного слоя жидкость-пар вблизи тепловыделяющей поверхности. Применение высокоскоростной термографии для исследования нестационарного температурного поля тепловыделяющей поверхности дает возможность провести оценку вклада различных механизмов в общую

теплоотдачу при кипении. Тем не менее, экспериментальные работы, в которых были использованы вышеуказанных методики для исследования кипения жидкости, на сегодняшний день носят единичный характер. Кроме того, для случая кипения жидкости в условиях пониженных давлений данные методики не были применены, что, в том числе, ограничивает теоретическое описание процессов тепло- и массопереноса в таких условиях.

## Глава 2. Описание экспериментальной установки и методик измерений

В данной главе представлено описание экспериментального стенда и методик измерений, использованных для выполнения поставленных в исследовании задач. В частности, в разделе 2.1 приведено описание установки и условий проведения экспериментов, в разделе 2.2 – описание рабочих участков и результатов всестороннего анализа их физико-химических свойств. Раздел 2.3 посвящен описанию использованных в работе высокоскоростных методик, а также разработанных программных алгоритмов обработки изображений высокоскоростной видеосъемки. Анализ неопределенностей измерений представлен в Разделе 2.4.

### 2.1 Экспериментальная установка

Эксперименты были проведены с использованием установки, схематический вид которой представлен на рис. 2.1. Цифрами на рисунке отмечены ее основные узлы. Экспериментальный стенд состоит из двух цилиндрических герметичных частей, выполненных из нержавеющей стали марки 12X18Н10Т. Для поддержания постоянной температуры рабочей жидкости внутренний объем (1) помещен во внешнюю термостатирующую камеру (2). Температура воды в термостатирующем объеме устанавливается на заданном уровне с использованием электронного регулятора температуры «Danfoss» ЕКС-102 и подключенных к нему двух трубчатых электронагревателей (3), мощностью 1.2 кВт каждый. Температура жидкости во внешней камере ( $T_1$ ) и внутреннем объеме ( $T_2$ ) контролируется с использованием NTC термистора и платинового термометра сопротивления «Honeywell» HEL 700, соответственно.

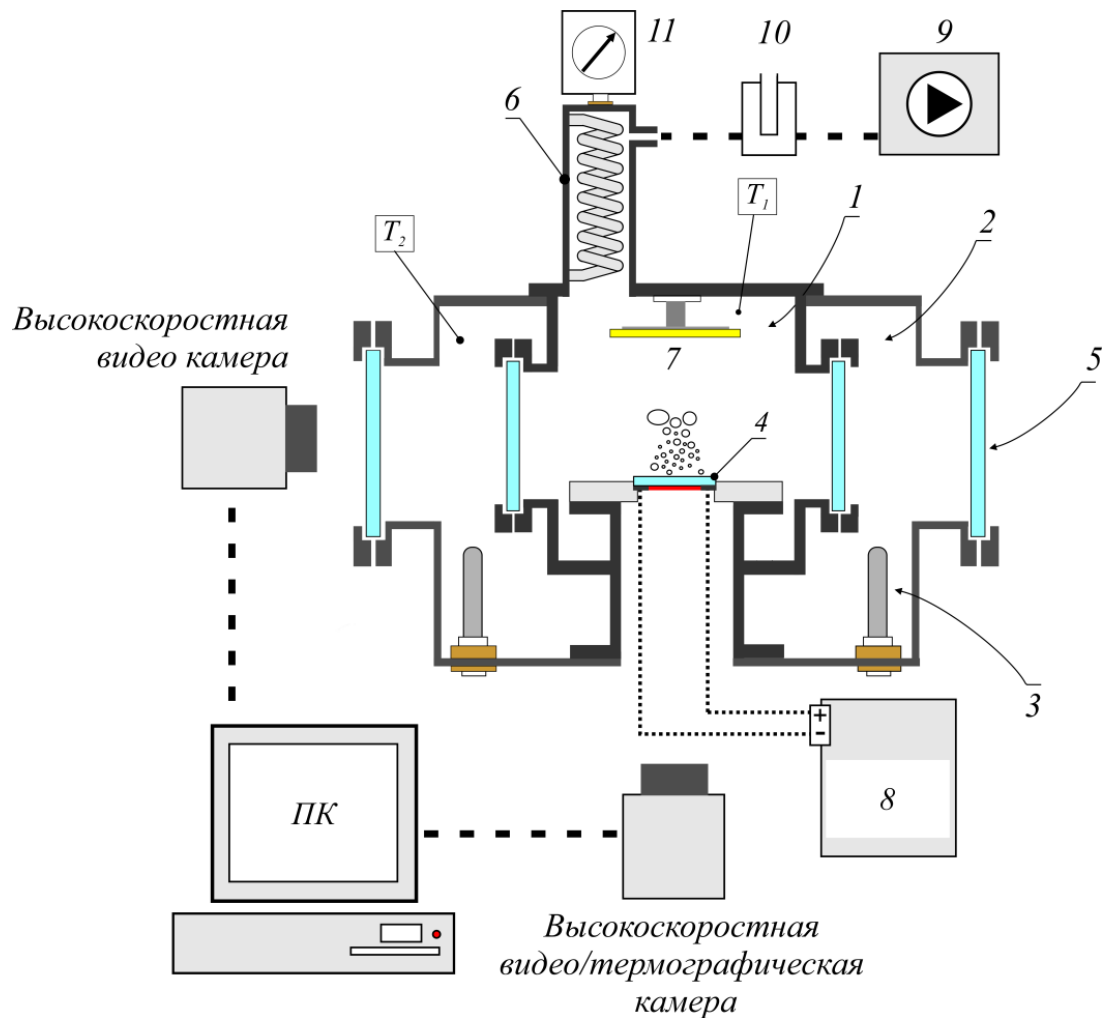


Рисунок 2.1 – Схема экспериментальной установки.

Визуализация процесса кипения жидкости с боковой стороны нагревательной поверхности (4) проводится через оптические окна (5). Во избежание повышения давления в рабочей области при кипении жидкости внутренний объем оснащен конденсатором пара с водяным охлаждением (6). Для проведения высокоскоростной визуализации процесса кипения жидкости была спроектирована герметичная система освещения внутреннего объема, в основе которой была использована светодиодная матрица общей мощностью 100 Вт (7). Тепловыделение на поверхности нагревательного элемента, подробное описание которого представлено ниже, осуществляется с использованием источника питания «Elektro Automatik» PS 8080-60 DT с максимальной выходной мощностью 1.5 кВт (8).

Для проведения экспериментов по кипению в условиях субатмосферных давлений установка вакуумирована согласно стандарту DIN 28400-1-1990. Необходимое значение давления в рабочем объеме устанавливается с помощью пластинчато-роторного вакуумного насоса «EVP» 2XZ-1C (9), снабженного азотной ловушкой (10), и контролируется с помощью цифрового пьезорезистивного вакуумметра «Thyragont» VD81 (11). Величина приведенного давления  $p_c$  в опытах рассчитывалась исходя из показаний вакуумметра ( $p$ ) с учетом влияния гидростатического давления столба жидкости высотой  $h$ :

$$p_c = p + \rho_{ж}gh. \quad (2.1)$$

Уровень жидкости  $h$  над поверхностью нагревателя измерялся перед каждым экспериментом с помощью линейки.

Здесь необходимо отметить, что учет этой поправки, которой зачастую пренебрегают в опытах по кипению жидкости при атмосферном давлении, является принципиальным при проведении экспериментов по кипению в вакууме. В частности, как было отмечено в [134], величина  $\rho_{ж}gh$  в области низких давлений ( $\leq 10$  кПа) приближается по порядку к значению давления в системе  $p$ , задаваемого и измеряемого непосредственно над свободной границей рабочей жидкости. Кроме того, вследствие сильно выраженной неоднородности поля давления вдоль по высоте рабочего объема возникает существенный градиент температуры насыщения рабочей жидкости. Например, если высота столба воды над рабочей поверхностью составляет порядка 10 см, то при давлении  $p = 10$  кПа давление непосредственно у тепловыделяющей поверхности составляет  $p_c = 10.97$  кПа. Это, в свою очередь, приводит к тому, что разница между температурой насыщения жидкости на свободной границе и вблизи нагревательной поверхности составляет почти 2 К. Данный фактор может оказывать существенное



влияние на динамику парообразования при кипении жидкости в условиях низких приведенных давлений.

В качестве рабочих жидкостей в работе были использованы деионизированная вода, подготовленная на установке «Merck» Direct-Q 3 UV (ГОСТ 52501-2005), и этиловый спирт «Люкс», 96.3 % (ГОСТ 5962-2013) на линии насыщения при заданном давлении  $p_c$ . Перед началом каждого эксперимента рабочие жидкости дегазировались путем многократного сброса давления в рабочем объеме.

## 2.2 Рабочие участки

В работе были использованы несколько типов нагревательных элементов, общая схема которых представлена на рис. 2.2. Проводящая пленка из оксида индия–олова (сокращенно - ИТО, химическая формула -  $(\text{In}_2\text{O}_3)_{0.9} - (\text{SnO}_2)_{0.1}$ ) толщиной 1 мкм, напыленная на сапфировую подложку, была использована в качестве нагревателя. Напыление проводилось в ИФП СО РАН методом ионно-плазменного распыления. Серебряные площадки толщиной 1 мкм, напыленные термовакuumным методом по краям ИТО пленки, использовались в качестве токоподводов для тепловыделения на поверхности пленки путем пропускания постоянного электрического тока (Джоулево тепло).



Рисунок 2.2 – Общая схема использованных в работе нагревательных элементов.

Важным преимуществом использования оксида индия–олова в качестве материала нагревателя в экспериментах по исследованию интегральных и локальных характеристик теплообмена при пузырьковом кипении является его прозрачность в видимом диапазоне длин волн (380–750 нм) и непрозрачность в среднем ИК–диапазоне (рис. 2.3). Интегральная пропускная способность сапфира в диапазоне длин волн 0.3–5 мкм превышает 80%. Сочетание данных свойств позволяет измерять нестационарное поле температур на поверхности ИТО пленки с помощью соответствующего по спектральному диапазону тепловизора и визуально регистрировать процесс роста и отрыва паровых пузырей непосредственно на поверхности сапфировой подложки или ИТО пленки (в зависимости от конфигурации нагревателя) с использованием видеокамеры. Кроме того, оксид индия-олова обладает слабой зависимостью удельного сопротивления от температуры.

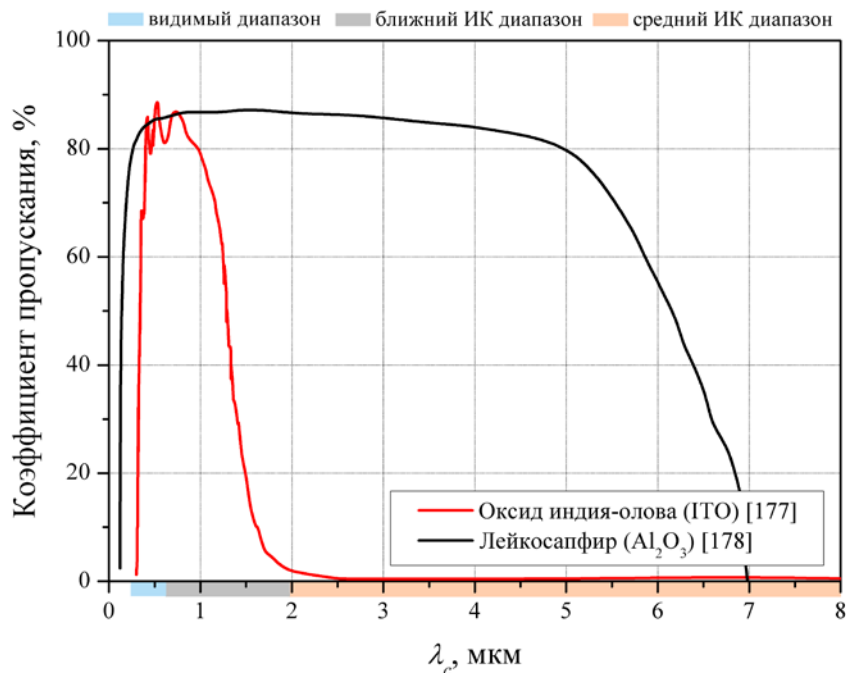


Рисунок 2.3 – Спектральные свойства тонкой пленки оксида индия-олова и лейкосапфира.

Для выполнения различных задач исследования в работе были использованы различные типы прозрачных нагревательных элементов. Для

изучения особенностей динамики парообразования, а также интегральных характеристик теплообмена при кипении различных жидкостей в условиях атмосферного давления была использована сапфировая подложка диаметром 50.8 мм и толщиной 400 мкм (Производитель «Hongyuan Scientec Wafer Technology Co», Китай). Кипение в данном случае происходило непосредственно на поверхности сапфира (конфигурация нагревателя «ИТО-сапфир-жидкость»). Для проведения экспериментов по исследованию особенностей локального теплообмена в окрестности тройной контактной линии жидкость-стенка-пар кипение осуществлялось непосредственно на поверхности ИТО пленки (конфигурация нагревателя «сапфир-ИТО-жидкость»). Такая конфигурация нагревателя позволяет снизить тепловые потери и существенно повысить температурную чувствительность термографической съемки. Для предотвращения разрушения нагревательного элемента в экспериментах по кипению воды в условиях пониженных давлений была выбрана сапфировая подложка диаметром 60 мм и толщиной 3 мм (производитель «РостокН», Россия). Конфигурация нагревателя в данных экспериментах была выбрана «ИТО-сапфир-жидкость». Фотографии описанных типов нагревательных поверхностей представлены на рис. 2.4, их геометрические параметры - в таблице 2. Перед каждой серией экспериментов поверхность используемого нагревателя была тщательно обезжирена этиловым спиртом и продута потоком сжатого воздуха из безмасляного компрессора.

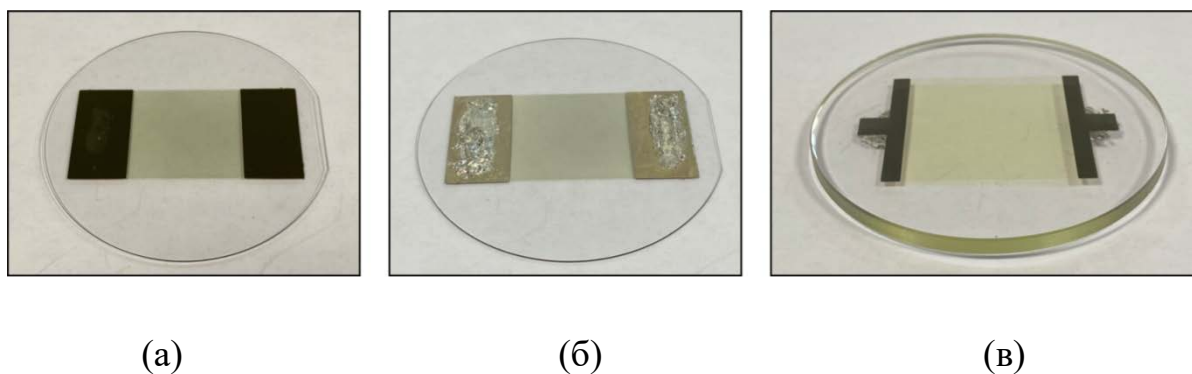


Рисунок 2.4 – Фотографии использованных в работе рабочих участков:  
 (а) конфигурация «ITO-сапфир-жидкость», толщина сапфира 400 мкм  
 (б) конфигурация «сапфир-ITO-жидкость», толщина сапфира 400 мкм;  
 (в) конфигурация «ITO-сапфир-жидкость», толщина сапфира 3 мм.

Таблица 2 – Геометрические параметры использованных в работе нагревательных элементов.

Параметр	Конфигурация нагревателя (согласно рис. 2.4)		
	(а)	(б)	(в)
Диаметр сапфировой подложки, мм	50.8		60
Толщина сапфировой подложки, мм	0.4		3
Толщина ITO пленки, мкм	1		1
Размер ITO пленки, мм	20×20		28×30
Площадь тепловыделения, м <sup>2</sup>	4·10 <sup>-4</sup>		8.4·10 <sup>-4</sup>

Стоит отметить, что при проектировании описанной установки и рабочих участков были приняты во внимание рекомендации работы [179] по учету методических ошибок, нередко допускаемых при проведении экспериментальных исследований массо- и теплообмена при кипении жидкости в условиях свободной конвекции.

Поскольку свойства тепловыделяющей поверхности являются одними из наиболее важных факторов, влияющих на особенности теплообмена при

кипении жидкости ([3, 11]), в настоящей работе был проведен всесторонний анализ физико-химических свойств изготовленных рабочих участков.

В первую очередь был проведен анализ возможного влияния толщины использованных нагревательных элементов на особенности теплоотдачи при кипении жидкости. Как известно ([69]), все реальные нагревательные элементы, используемые в экспериментах по изучению распространения температурных возмущений в твердом теле, можно разделить на две группы:

- 1) толстостенные, для которых характерна максимальная интенсивность теплоотдачи при прочих равных условиях;
- 2) тонкостенные, для которых интенсивность процесса оказывается в ряде случаев пониженной.

Действительно, как отмечается в работе [11], рядом авторов при анализе экспериментальных данных по теплоотдаче при кипении на нагревателях с различной толщиной стенки  $\delta_c$  было показано, что влияние толщины проявляется только при значениях, меньших некоторой предельной величины, характерной для заданных условий процесса. Таким критическим значением является величина глубины проникновения температурных возмущений (так называемая «глубина захлаживания»,  $h_{cp}$ ). Оценки, выполненные по зависимости работы [69]:

$$h_{cp} = \frac{\pi\sqrt{5}}{9} D_{omp} \sin \theta \sqrt{a_c NSD \tau_p}, \quad (2.2)$$

с учетом экспериментальных данных по плотности центров парообразования  $NSD$ , времени роста пузыря  $\tau_p$  и его отрывному диаметру  $D_{omp}$ , показали, что все используемые в опытах нагревательные элементы можно считать толстостенными. В частности, для нагревателей на основе сапфировой подложки толщиной 400 мкм отношение  $\delta_c/h_{cp} > 3$ .

Также перед каждой серией экспериментов по кипению был проведен анализ свойств смачивания поверхностей ИТО пленки и сапфира для

определения величины контактного угла  $\theta$ . Анализ проводился методом лежащей капли с использованием установки «KRUSS» DSA 100. Для измерения были использованы статические капли исследуемых жидкостей (вода и этанол при комнатной температуре), то есть капли формировались непосредственно до измерения и имели постоянный объем ( $\approx 5$  мкл) в течение всей процедуры. Результаты измерений представлены на рис. 2.5.

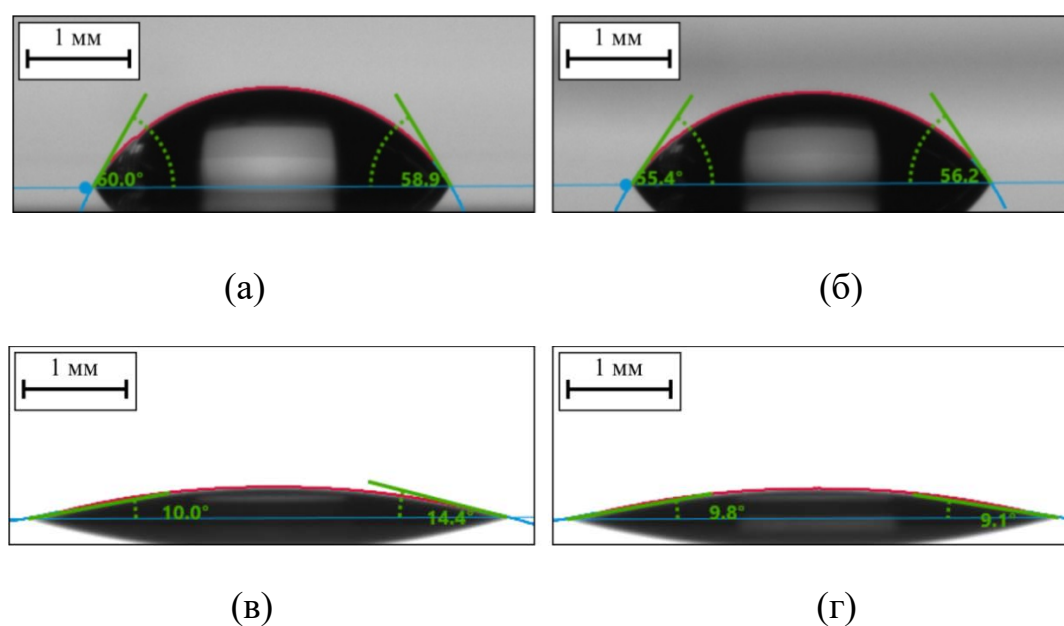


Рисунок 2.5 – Характеристики смачивания использованных в работе нагревательных элементов:

капля воды на поверхности: (а) сапфировой подложки; (б) ITO пленки;  
капля этанола на поверхности: (в) сапфировой подложки; (г) ITO пленки.

Как видно из фотографий, средний контактный угол смачивания водой поверхности сапфира составил  $\theta \approx 60^\circ$ , ITO пленки -  $\theta \approx 56^\circ$ . Контактный угол смачивания этиловым спиртом обоих исследуемых типов поверхностей составил порядка  $10^\circ$ . Для дополнительной проверки используемых жидкостей на отсутствие вредных нерастворимых примесей, в работе также были исследованы свойства смачивания рабочих поверхностей после экспериментов по длительному кипению. Анализ результатов показал, что измеренные величины контактных углов смачивания до и после экспериментов согласуются друг с другом в пределах погрешности ( $\pm 3^\circ$ ), что

говорит о достаточной чистоте используемых жидкостей и отсутствию в них вредных примесей.

Для исследования морфологии рабочих поверхностей был использован метод сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Анализ проводился в ИГД СО РАН с помощью микроскопа «Hitachi» S-3400N. Полученная фотография поверхности ИТО пленки представлена на рис. 2.6.

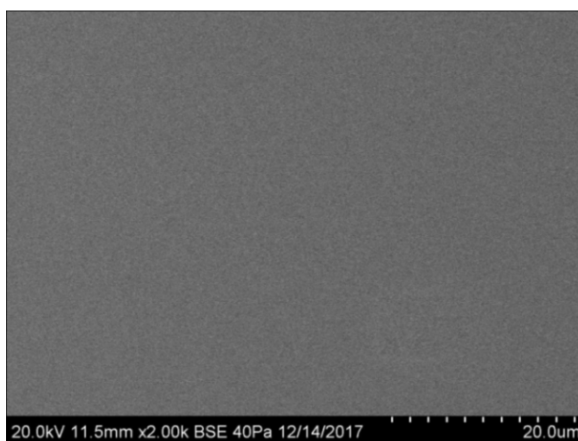


Рисунок 2.6 – СЭМ изображение поверхности ИТО пленки.

Из рисунка видно, что поверхность тонкопленочного ИТО нагревателя не имеет явно выраженных неоднородностей в своей поверхностной структуре. Помимо этого, с использованием оптического профилометра «Bruker» Contour GT-K1 (анализ проводился в ИТПМ СО РАН) была измерена шероховатость тепловыделяющих поверхностей. Полученное сечение нагревателя представлено на рис. 2.7а. Видно, что сапфировая подложка и напыленная на нее ИТО пленка не имеют существенных отклонений от средних линий профиля. На рис. 2.7б представлена трехмерная профилограмма поверхности ИТО пленки, из которой видно, что поверхность пленки достаточно однородная на наномасштабе. Измеренное значение средней шероховатости составило  $R_a < 3$  нм, что позволяет отнести использованную поверхность к ультра гладким поверхностям (или к классу № 14 по ГОСТ 2789-59). Согласно производителям сапфировых подложек,

шероховатость их поверхности составляет менее 5 нм, что также относит их к аналогичному классу.

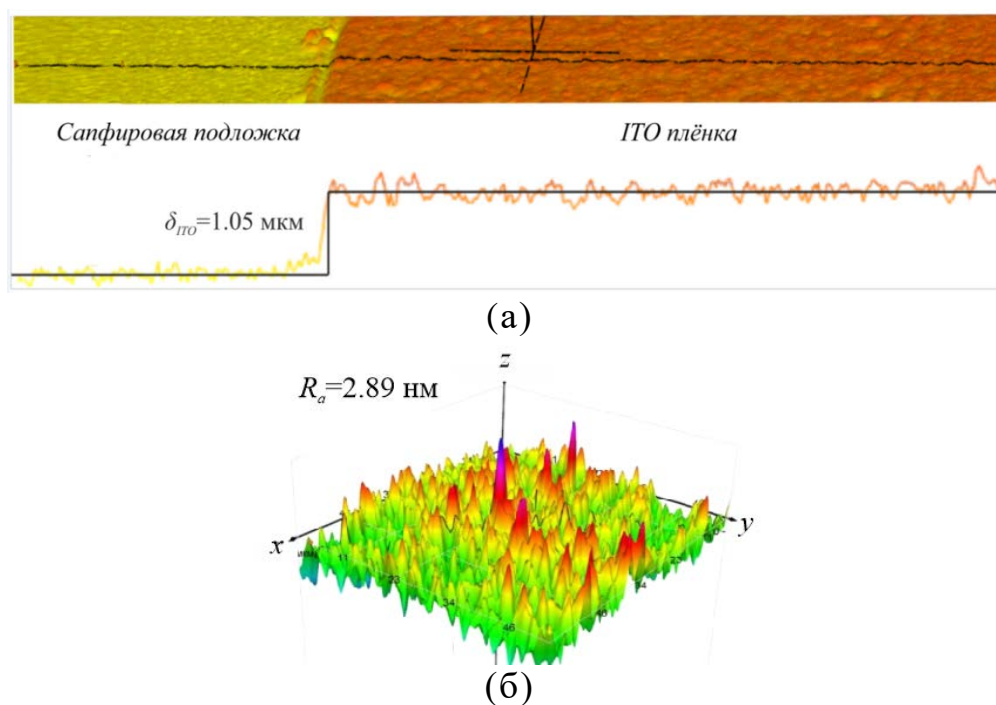


Рисунок 2.7 – Топография поверхности нагревателя на основе ITO пленки: (а) сечение; (б) топография поверхности ITO пленки.

Анализ химического состава использованных сапфировых подложек и напыленных ITO пленок был выполнен в ИГД СО РАН с использованием энергодисперсионного рентгеновского спектрометра «Oxford Instruments» INCA Energy 350 и показал высокую чистоту исследуемых образцов.

Таким образом, результаты проведенных анализов показывают, что основные свойства поверхностей двух различных конфигураций использованных в работе нагревателей («ITO-сапфир-жидкость» и «сапфир-IТО-жидкость»), а именно их свойства смачивания и шероховатость, близки друг к другу. Это позволяет говорить о схожих условиях проведения экспериментов по кипению жидкости на данных поверхностях.

Также в работе было проведено исследование зависимости сопротивления тонкопленочного нагревателя на основе ITO пленки от температуры в диапазоне от 23 °C до 120 °C (рис. 2.8). Измерение



проводилось с помощью мультиметра «Арра» 109N, подключенного непосредственно к серебряным токоподводам на краях ИТО пленки. Из представленного графика видно, что изменение величины  $R_c(t)$  в исследованном диапазоне температур составляет не более 6 %, а в диапазоне рабочих температур (100 – 120°C) менее 0.4 %.

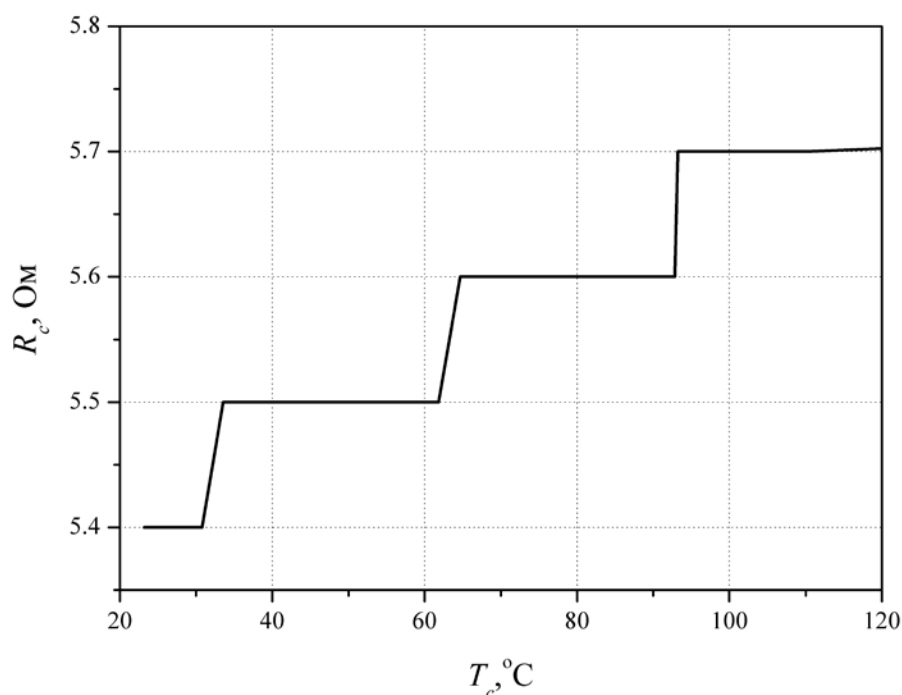


Рисунок 2.8 – Зависимость сопротивления использованного нагревательного элемента на основе ИТО пленки от температуры.

Поскольку, как было указано ранее, оптические свойства ИТО пленки являются принципиальными для проведения описанных выше экспериментальных исследований, в настоящей работе была проведена оценка коэффициентов пропускания сапфира и ИТО пленки. Для этого был проведен следующий тестовый опыт. Сапфировая подложка толщиной 400 мкм с напыленной ИТО пленкой была размещена перед равномерно нагретым до температуры  $\approx 63$  °C черным телом, после чего с помощью тепловизора была получена термограмма их поверхностей (рис. 2.9). Как видно из графика распределения температуры по сечению образца, сапфировая подложка пропускает более 95% излучения в рабочем диапазоне

использованного тепловизора, что согласуется со справочными данными ([177]). В области ИТО пленки пропускная способность существенно меньше, как и в области серебряных электродов, и составляет не более 10%. Данный анализ показывает, что потери ИК излучения при прохождении через сапфировую подложку являются малыми, в то время как ИТО пленку можно считать непрозрачной в измеряемом диапазоне длин волн.

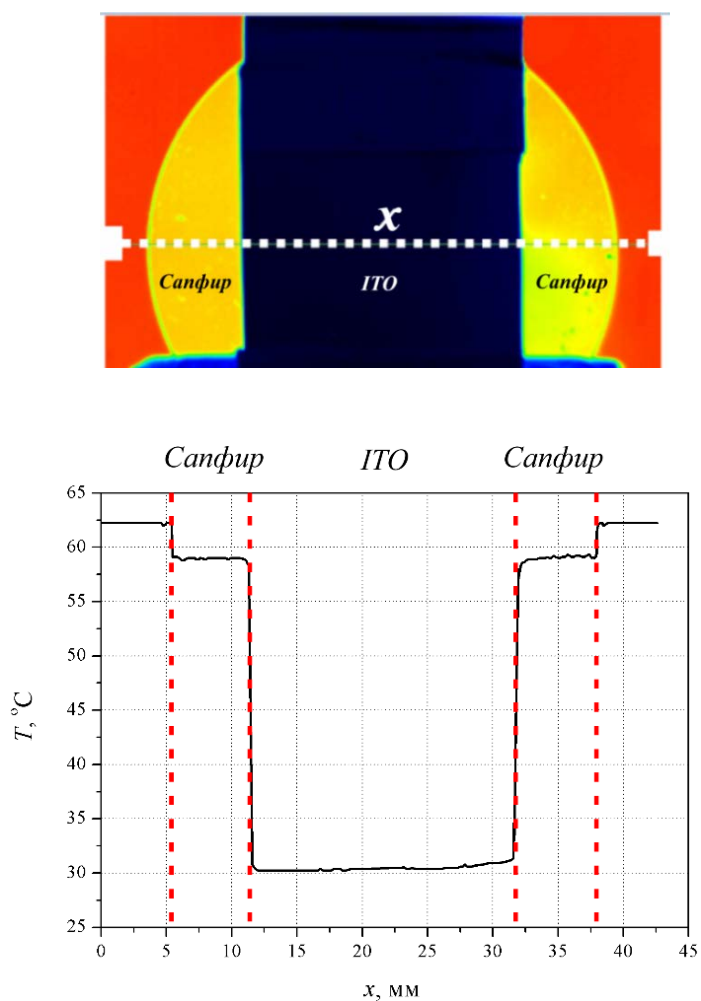


Рисунок 2.9 – Определение коэффициентов пропускания сапфировой подложки и ИТО пленки в инфракрасном диапазоне.

## 2.3 Методики измерений

### 2.3.1 Высокоскоростная термографическая съемка

Для исследования особенностей эволюции нестационарного температурного поля нагревательных поверхностей в работе была использована высокоскоростная термографическая камера «FLIR» Titanium HD 570M. Данная камера имеет спектральный диапазон 3.7 – 4.8 мкм, что согласно рис. 2.3 позволяет измерять температурное поле ИТО пленки. Кроме того, использованный тепловизор обладает минимальной разрешимой разностью температур 18 мК, что позволяет в деталях исследовать как интегральный теплообмен по всей поверхности нагрева, так и особенности локального нестационарного теплообмена в области отдельных центров парообразования. В настоящей работе термографическая съемка проводилась при разрешении 160×128 пикселей с частотой записи 1 кГц и временем интегрирования 805 мкс. Максимальное пространственное разрешение съемки при использовании макрообъектива «FLIR» L0120 составило 12.5 мкм/пиксель.

Для корректного измерения температурного поля нагревательных поверхностей с помощью инфракрасной камеры предварительно перед каждой серией экспериментов были проведены калибровочные опыты. Во внутренний рабочий объем заливалась дистиллированная вода при комнатной температуре, после чего с помощью внешнего термостатирующего объема она нагревалась до температуры примерно 100°C. Температура жидкости контролировалась с использованием платинового термометра сопротивления «Honeywell» HEL 700, размещенного на нагревателе. С нижней стороны нагревателя проводилась запись температурного поля с помощью инфракрасной камеры. По результатам экспериментов были построены калибровочные зависимости

величины цифрового уровня инфракрасной камеры от температуры поверхности нагревателя. После этого полученные калибровочные кривые были внесены в программное обеспечение тепловизионной камеры, что позволило исследовать температуру поверхности ИТО пленки непосредственно с помощью персонального компьютера в режиме реального времени.

### **2.3.2 Высокоскоростная видео-визуализация кипения**

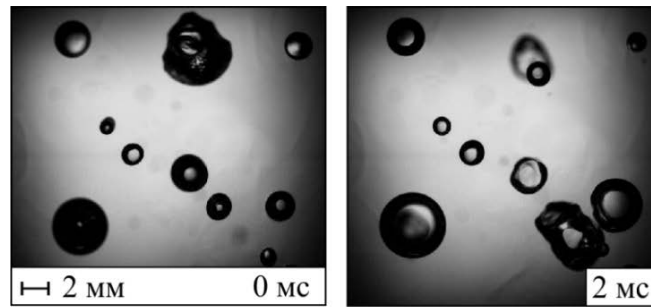
Для визуализации кипения жидкости с боковой и нижней сторон прозрачных нагревателей в работе была использована высокоскоростная цифровая видеокамера «Vision Research» Phantom v.7.0. Частота видеосъемки составила от 4 до 20 кГц в зависимости от выбранного разрешения (640×480 или 800×600 пикселей). Для детального исследования эволюции областей микрослоя и сухого пятна в основании паровых пузырей при визуализации парообразования с нижней стороны прозрачного нагревателя в работе был использован макро объектив «Nikon» 105 mm f/2.8G. В итоге максимальное пространственное разрешение видеосъемки в экспериментах составило 23 мкм/пиксель. Для проведения широкоформатной съемки с боковой стороны нагревательной поверхности был использован объектив «Nikon» 16-85mm f/3.5-5.6G с меньшим разрешением (70 мкм/пиксель).

Поскольку существенная часть настоящей работы посвящена исследованию динамики парообразования при кипении жидкостей, осуществляемой с использованием высокоскоростной видеосъемки, то для упрощения и повышения точности анализа опытных видеоданных в исследовании были разработаны специальные программные алгоритмы автоматической обработки изображений.

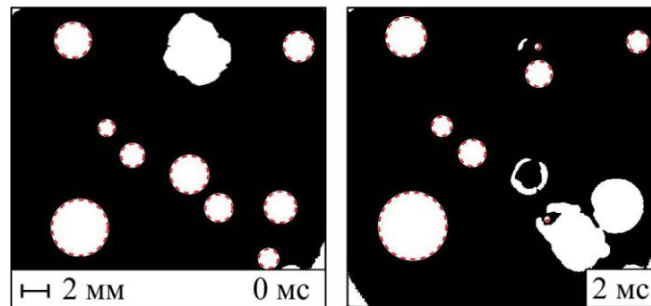
Создание программ автоматической обработки кадров высокоскоростной видеосъемки осуществлялось в среде MATLAB.

Обработка опытных данных была выполнена с использованием двух программ, основанных на использовании функций пакета расширения MATLAB «Image Processing Toolbox» и использующих различные алгоритмы для определения диаметров окружностей на изображении. Первый из использованных алгоритмов (далее именуемый как «Градиент») основан на выделении областей по градиенту яркости изображения с использованием оператора Собеля. Второй метод основан на применении преобразования Хафа для определения окружностей ([180]). Этот метод реализован в функции «imfindcircles», которая определяет координаты центров и радиусы окружностей на изображении. Преимущество метода заключается в том, что преобразование Хафа позволяет обнаруживать на градиентном изображении не только замкнутые, но и «разомкнутые», неполные окружности, что повышает его робастность (устойчивость к помехам) по сравнению с предыдущим методом. Для отслеживания эволюции каждого отдельного парового пузыря в обеих использованных программах было реализовано автоматическое сопоставление пузырей на двух последующих кадрах.

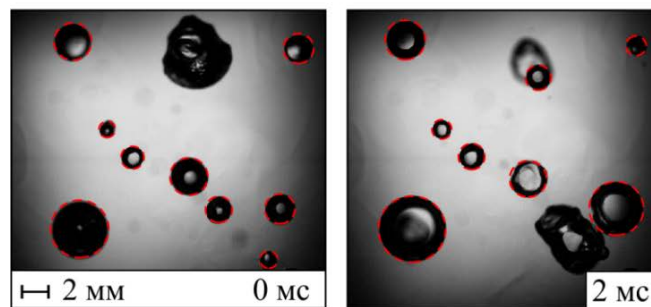
На рис. 2.10 представлены исходные кадры скоростной видеосъемки, полученные с нижней стороны прозрачного нагревателя при кипении воды при атмосферном давлении, а также результаты их обработки с использованием двух разработанных программ. Границы паровых пузырей, автоматически определяемые подпрограммой отслеживания эволюции каждого отдельного парового пузыря, выделены на рисунке красными пунктирными линиями. Как видно из рисунков, обе разработанных программы достаточно точно находят и определяют границы паровых пузырей, что позволяет проследить эволюцию целого ансамбля паровых пузырей при кипении.



(a)



(б)



(в)

Рисунок 2.10 – (а) Исходные кадры высокоскоростной видеосъемки кипения воды, полученные с нижней стороны прозрачного нагревательного элемента ( $q = 60.5 \text{ кВт/м}^2$ ,  $p_c = 103 \text{ кПа}$ ); результаты их обработки с помощью программных алгоритмов: (б) – «Градиент», (в) – «Преобразование Хафа».

Основное отличие в работе разработанных программ заключается в следующем. Если при использовании программы «Градиент» для определения границ пузырей требуется предварительная бинаризация изображения по цвету, то программа «Преобразование Хафа» выделяет искомые окружности сразу на исходном изображении. Сравнительный анализ также показывает, что программа, основанная на преобразовании Хафа, обнаруживает паровые пузыри, в том числе и на стадии их

непосредственного отрыва, когда их форма начинает отличаться от окружности. Кроме того, как видно из кадров на рис. 2.10, программа «Преобразование Хафа» обнаруживает отдельные паровые пузыри и в случае соприкосновения их границ.

На рис. 2.11 представлены численные результаты работы двух программ, а также результаты «ручной» обработки внешнего размера парового пузыря ( $D_{внеш}$ ) на стадии его роста и отрыва при кипении воды при давлении  $p_c = 42$  кПа. Видно, что данные, полученные с помощью обеих программ, хорошо согласуются с результатами ручной обработки. Основные отличия в их работе наблюдаются на начальной стадии роста парового пузыря (до 2 мс) и на стадии отрыва пузыря, когда диаметр основания пузыря практически не меняется (начиная с 12 мс). В частности, видно, что преобразование Хафа с большей точностью определяет диаметр только что появившегося пузыря, в то время как градиентная обработка на данной стадии не различает его границу и, как следствие, не «находит» пузырь. Это может быть связано с тем, что исходное изображение имеет недостаточную контрастность для его корректной бинаризации по цвету. В свою очередь, градиентная обработка дает более точный результат на стадии отрыва пузыря, когда вследствие колебаний границы пузырь теряет свою сферическую форму. Алгоритм, основанный на преобразовании Хафа, не имеет возможности учитывать возможные отклонения границы парового пузыря от окружности и может давать неправильный результат, отражаемый на рис. 2.11 в виде флуктуаций величины  $D_{внеш}$ .

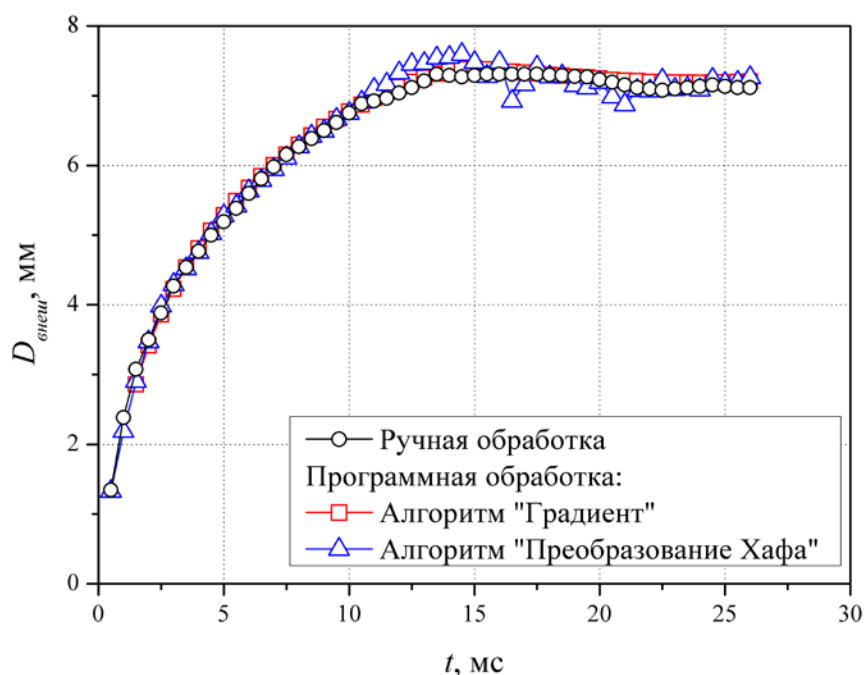


Рисунок 2.11 – Сравнение результатов применения разработанных программ обработки опытных данных высокоскоростной видеосъемки кипения воды ( $p_c = 42$  кПа,  $q = 60.5$  кВт/м<sup>2</sup>).

Таким образом, выбор того или иного алгоритма обработки изображений высокоскоростной видеосъемки процесса парообразования зависит, в первую очередь, от поставленной задачи исследования. Для определения величины отрывного диаметра пузыря более целесообразно использовать бинаризацию изображения с последующим выделением областей по градиенту яркости изображения. В свою очередь, в случае анализа зарождения и скорости роста паровых пузырей на начальной, так называемой инерционной стадии роста, целесообразнее использовать программу «Преобразование Хафа».

Использование описанных программ автоматической обработки кадров высокоскоростной видеосъемки позволило провести детальный статистический анализ таких важнейших характеристик динамики парообразования при кипении, как скорость роста паровых пузырей и их отрывной диаметр. Для примера, на рис. 2.12а представлены полученные в результате автоматической обработки кривые роста для ансамбля паровых



пузырей, образующихся при кипении воды при атмосферном давлении ( $p_c = 103$  кПа,  $q = 60.5$  кВт/м<sup>2</sup>). Из рисунка видно, что скорость роста и отрывной диаметр для различных центров парообразования, активирующихся в различные моменты времени, могут заметно отличаться друг от друга.

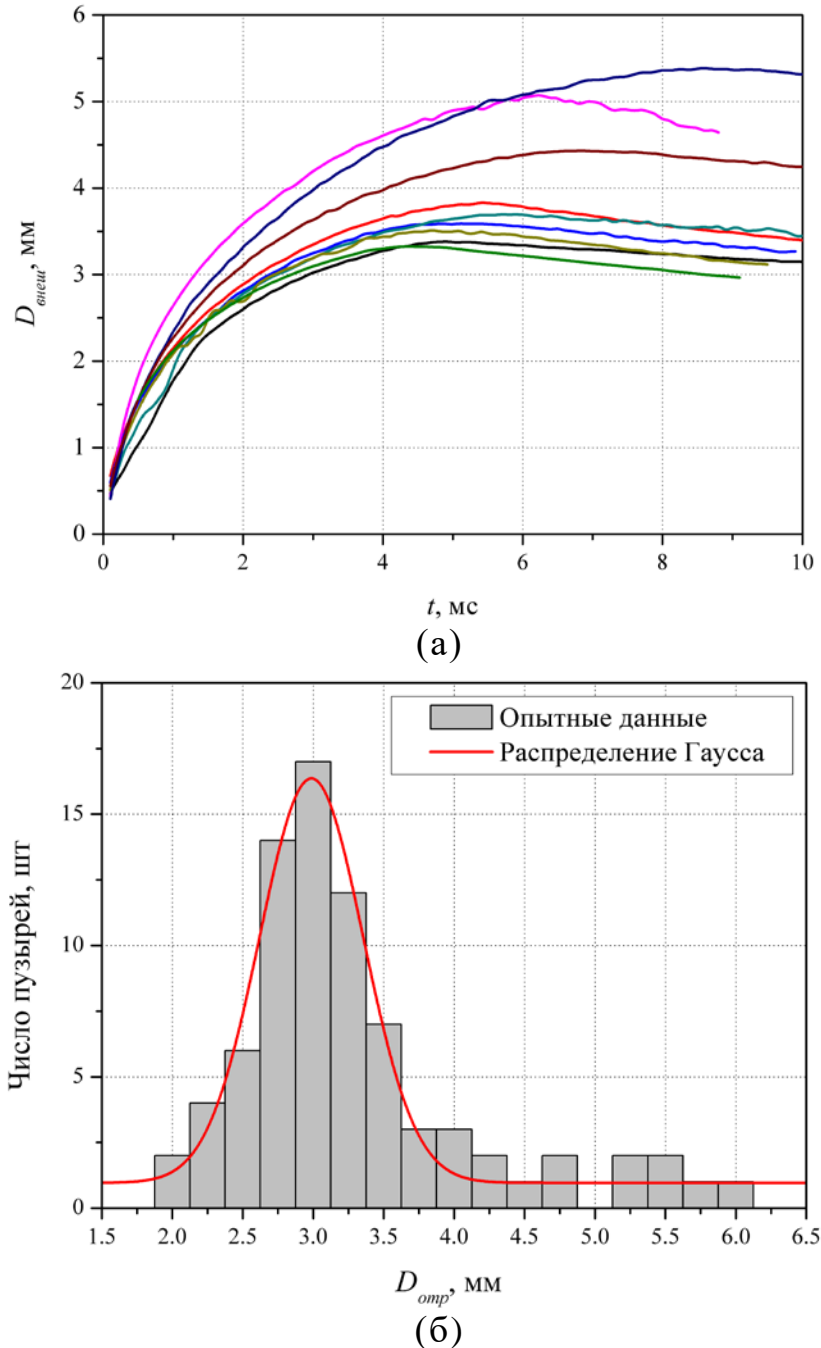


Рисунок 2.12 – Результаты автоматической обработки кадров видеосъемки: (а) зависимости роста и (б) распределение величины отрывного диаметра пузырей для ансамбля паровых пузырей, образующихся при кипении воды на поверхности нагрева ( $p_c = 103$  кПа,  $q = 60.5$  кВт/м<sup>2</sup>).

Как будет показано в главе 3, это связано с различием в величине пороговой температуры активации различных центров парообразования  $T_{нк}$ . Также в исследовании с использованием разработанного программного алгоритма «Градиент» был проведен анализ распределения величины отрывного диаметра паровых пузырей ( $D_{отр}$ ) для обширного ансамбля паровых пузырей при различных условиях проведения экспериментов (рис. 2.12б).

## 2.4 Неопределенности измерений

Стандартные неопределенности измерений по типу Б (систематические погрешности) рассчитывались в соответствии с ГОСТ Р 54500.3-2011 по методике, описанной в работе [181]. Так, неопределенность измерения величины выделяемой нагревательным элементом плотности теплового потока складывается из неопределенностей измерения тока через нагреватель  $I$ , падения напряжения  $U$  на нем и площади поверхности нагревателя  $A$ :

$$\Delta q = \sqrt{\left(\frac{\partial q}{\partial U} \Delta U\right)^2 + \left(\frac{\partial q}{\partial I} \Delta I\right)^2 + \left(\frac{\partial q}{\partial A} \Delta A\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{1}{A} \Delta U\right)^2 + \left(\frac{U}{A} \Delta I\right)^2 + \left(\frac{UI}{A^2} \Delta A\right)^2}. \quad (2.5)$$

Для примера ниже представлен расчет неопределенности измерения величины  $q = 62.75 \text{ кВт/м}^2$ , характерной для экспериментов по изучению динамики парообразования при кипении жидкости. Соответствующие значения величин  $U$  и  $I$  в данном случае равны 14.1 В и 1.78 А, а неопределенности их измерения 0.1 % и 0.4 %, соответственно, согласно паспортам использованных мультиметра «Arma» 109N и источника питания. Таким образом:

$$\Delta U = U \cdot 0.001 = 0.0141 \text{ В}, \quad \Delta I = I \cdot 0.004 = 0.00712 \text{ А}.$$

Неопределенность измерения площади тепловыделяющей поверхности равна:

$$\Delta A = A \cdot 0.01 = 0.02 \cdot 0.02 \cdot 0.01 \text{ м}^2 = 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2.$$

Расчет по формуле (2.5) показывает, что абсолютная неопределенность измерения плотности теплового потока в данном случае равна  $\Delta q = 0.68$  кВт/м<sup>2</sup>. Таким образом, относительная неопределенность измерения величины  $q$  равна 1 %:

$$\frac{\Delta q}{q} = \frac{0.68}{62.75} \approx 0.01.$$

Неопределенность измерения геометрических характеристик паровых пузырей, в частности, их внешнего диаметра, а также размеров областей микрослоя и сухого пятна напрямую зависит от пространственного разрешения видеосъемки. Как было указано в разделе 2.3.2, данная величина в экспериментах варьировалась в диапазоне от 23 до 70 мкм/пиксель в зависимости от формата съемки. При ручной обработке видеоданных по эволюции областей микрослоя и сухого пятна под паровым пузырем необходимо также учитывать возможную субъективную погрешность в определении их границ (до 1 %). Использование алгоритмов автоматической обработки видеоданных для определения внешнего размера паровых пузырей и их отрывного диаметра позволило избавиться от данной неточности. В таблице 3 приведены значения неопределенностей измерений остальных величин.

Таблица 3 – Значения неопределенностей измеряемых величин.

№	Величина	Относительная неопределенность, не более %
1	Плотность теплового потока, $q$	1
2	Температура рабочей жидкости, $T_{ж}$	3
3	Температура тепловыделяющей поверхности, $T_c$	2
4	Приведенное давление, $p_c$	1.5
5	Внешний размер парового пузыря, $D_{внеш}$	4*
6	Отрывной диаметр парового пузыря, $D_{отр}$	2
7	Размеры областей микрослоя и сухого пятна, $D_{мс}, D_{сп}$	5*
8	Число и плотность центров парообразования, $N, NSD$	3
9	Временные характеристики и частота парообразования, $\tau_p, \tau_o, f_{отр}$	2

\* - не учитывая неопределенность размеров пузыря на стадии его зарождения ( $t < 0.5$  мс).

Оценка возможных тепловых потерь была проведена с использованием функций расширения «Heat Transfer in Solids and Fluids» программного пакета COMSOL Multiphysics 5.5. Для этого были построены упрощенные модели нагревателей различной конфигурации и проведен расчет распределения температуры без учета конвекции и кипения. Расчеты показали, что для нагревателя максимальной толщины (рис. 2.4в) величина тепловых потерь составляет порядка 15%. Поскольку в процессе пузырькового кипения тепловой поток, отводимый в жидкость значительно возрастает по сравнению с конвекцией, доля потерь снижается и их можно оценить равными на уровне 10%. Для нагревателей меньшей толщины (рис. 2.4а, б) величина потерь составляет не более 5%.

### **Глава 3. Локальные и интегральные характеристики при пузырьковом кипении жидкостей (вода, этиловый спирт)**

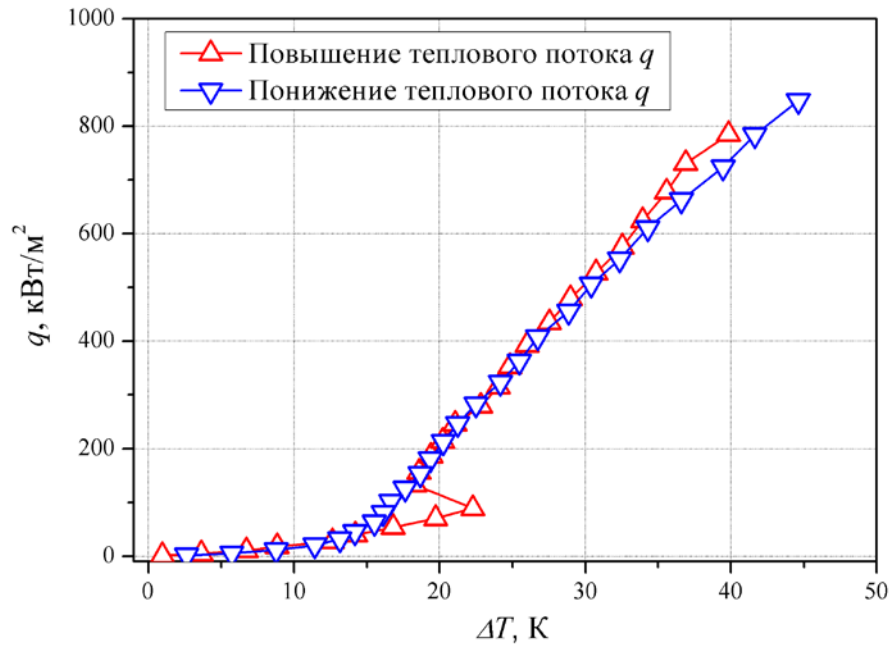
В настоящей главе рассматриваются результаты экспериментального исследования локальных и интегральных характеристик теплообмена при пузырьковом кипении различных жидкостей в условиях свободной конвекции. Использование высокоскоростных методик и специальной конструкции прозрачной нагревательной поверхности позволило изучить особенности как интегрального, так и локального теплообмена в области под паровым пузырем, а также детально исследовать динамику парообразования при пузырьковом кипении жидкостей в широком диапазоне изменения тепловой нагрузки. В частности, с использованием высокоскоростной видеосъемки с нижней стороны нагревательной поверхности была изучена эволюция паровых пузырей, определены их отрывные диаметры, а также проанализирована динамика поведения областей микрослоя и сухого пятна под отдельными паровыми пузырями.

#### **3.1 Интегральная теплоотдача при кипении жидкостей**

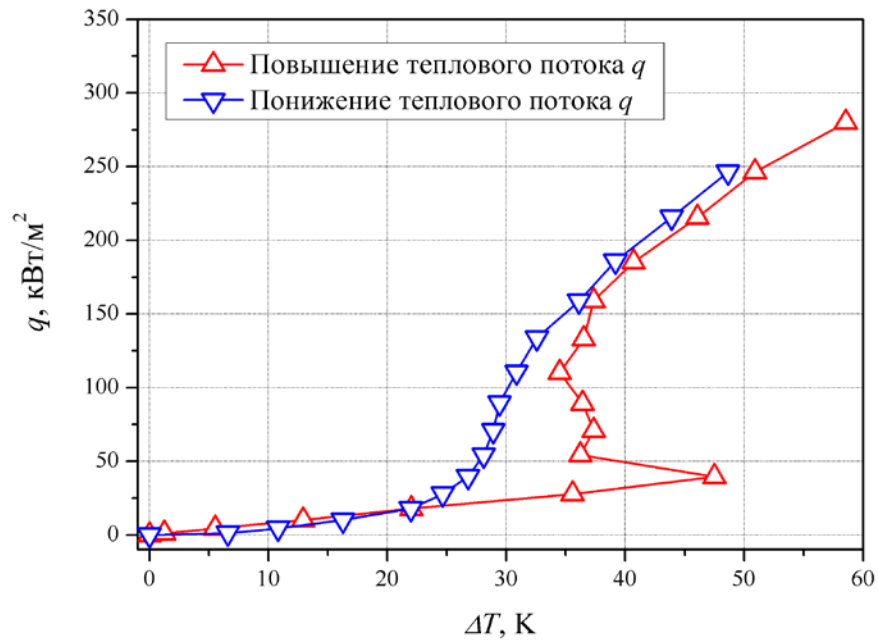
С использованием высокоскоростной термографической съемки в работе были получены опытные данные по зависимости температуры нагревательной поверхности (конфигурация нагревателя «ИТО-сапфир-жидкость»), осредненной по времени (10 секунд) и площади поверхности, от плотности подводимого теплового потока. В результате были построены соответствующие кривые кипения для воды и этилового спирта в условиях насыщения при атмосферном давлении (рис. 3.1). Кривые  $q(\Delta T)$  были получены как для условий постепенного повышения тепловой нагрузки  $q$ , так и при ее последовательном снижении. Поскольку исследование особенностей развития кризисных явлений при пузырьковом кипении и определение

критических плотностей теплового потока не являлось задачей настоящей работы, соответствующие тепловые нагрузки достигнуты не были. Для предотвращения перегорания и выхода из строя тонкопленочных нагревателей максимальные исследованные значения теплового потока для воды и этилового спирта составили  $800 \text{ кВт/м}^2$  и  $280 \text{ кВт/м}^2$ , соответственно. Согласно оценкам, выполненным по гидродинамической модели Кутателадзе-Зубера ([62]), исследованные в работе максимальные значения плотности теплового потока составили для воды и этанола 0.8 и 0.7 от величины  $q_{кр}$ , соответственно. В обоих случаях данные значения соответствуют режиму развитого пузырькового кипения.

В первую очередь из рис. 3.1 видно, что как для воды, так и для этилового спирта наблюдается ярко выраженный гистерезис кривых кипения при постепенном увеличении и уменьшении тепловой нагрузки. Данный эффект заключается в том, что переход от стадии конвективного теплообмена к пузырьковому кипению, характеризующийся резким понижением величины  $\Delta T$ , при росте плотности теплового потока более выражен и происходит при большем значении  $q$ , чем в условиях снижения теплового потока. Такое «запаздывание» момента закипания приводит к тому, что кривая кипения, соответствующая повышению теплового потока, имеет S-образный вид.



(a)



(б)

Рисунок 3.1 – Кривые пузырькового кипения насыщенных воды (а) и этилового спирта (б), полученные при повышении и понижении тепловой нагрузки.

Явление гистерезиса кривой кипения при изменении направления теплового потока было отмечено многими авторами в экспериментах по кипению практически для всех жидкостей ([69]). В литературе общепринято, что данное явление связано с тем, что при повышении тепловой нагрузки для

активации центров парообразования необходим дополнительный перегрев поверхности. В свою очередь, при снижении величины  $q$  активизированные ранее центры кипения остаются работоспособными при меньших значениях  $\Delta T$ , приводя, тем самым, к большим коэффициентам теплоотдачи в области гистерезиса.

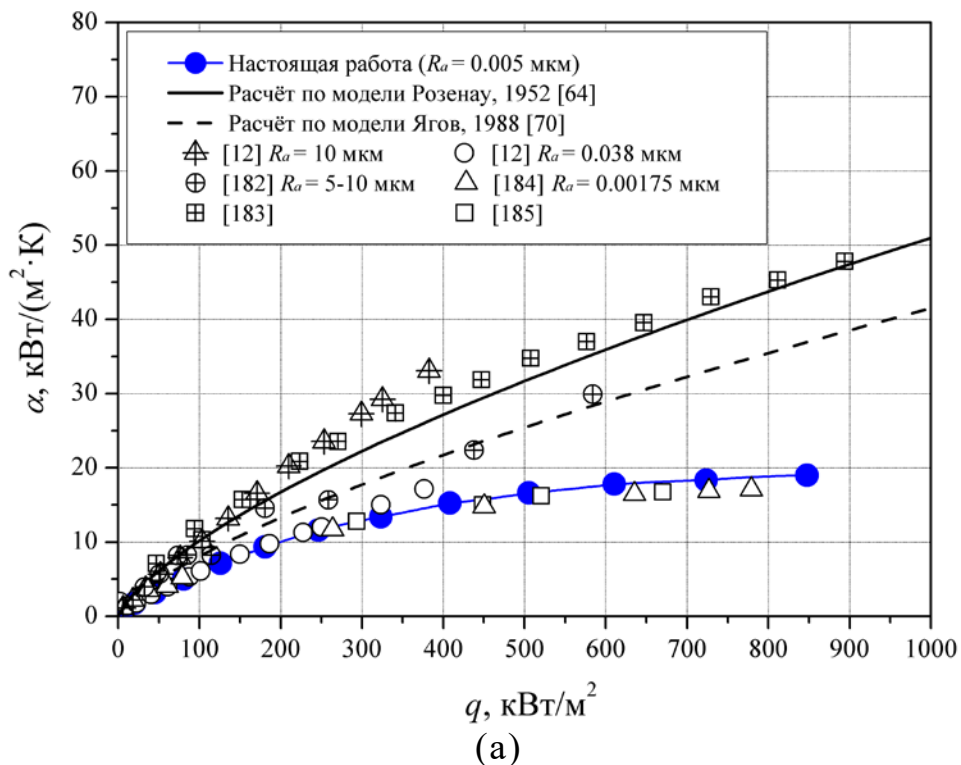
Справедливо предположить, что явление гистерезиса существенным образом зависит от чистоты тепловыделяющей поверхности. Так, в случае шероховатой поверхности активация центров парообразования облегчена по сравнению с полированной поверхностью, вследствие чего гистерезис кривой кипения должен проявляться крайне слабо. Действительно, в работе [12] при кипении насыщенной воды на полированной алюминиевой поверхности ( $R_a = 0.062$  мкм) было отмечено расхождение кривых кипения, полученных при повышении и понижении тепловой нагрузки, на 2.3 К. В то же время расхождение кривых кипения, полученных для обработанной поверхности с шероховатостью  $R_a = 12.5$  мкм вверх и вниз по тепловому потоку, составило крайне малую величину, соизмеримую с погрешностью измерения температуры.

Таким образом, для использованной в настоящей работе тепловыделяющей поверхности, характеризующейся крайне малой шероховатостью ( $R_a < 0.005$  мкм), явление гистерезиса кривых кипения воды и этилового спирта является вполне закономерным и объяснимым явлением. Однако, поскольку описание микрохарактеристик и динамики парообразования при кипении требует проведения детального статистического анализа при максимально схожих условиях, воспроизводимость получаемых в экспериментах кривых кипения является крайне важным вопросом. Поскольку нисходящие кривые  $q(\Delta T)$  (полученные при уменьшении величины  $q$ ) характеризуются значительно большей устойчивостью ее положения и лучшей воспроизводимостью, то все опытные данные в настоящей работе были получены именно для условий понижения тепловой нагрузки. Как показал проведенный анализ, кривые кипения,



полученные в различных сериях экспериментов в условиях уменьшения тепловой нагрузки, согласуются друг с другом в пределах погрешности измерений.

В работе было проведено сравнение полученных опытных данных по интенсивности теплоотдачи при кипении воды и этилового спирта в условиях свободной конвекции с известными расчетными зависимостями и экспериментальными данными других авторов. На рис. 3.2 представлены зависимости коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  при кипении двух жидкостей от плотности теплового потока  $q$ . Также на рисунках представлены результаты расчетов по одним из наиболее популярных и успешно апробированных моделей описания интенсивности теплообмена при кипении – по модели Розенау (выражение (1.25), [64]) и по модели В.В. Ягова (выражение (1.28), [70]).



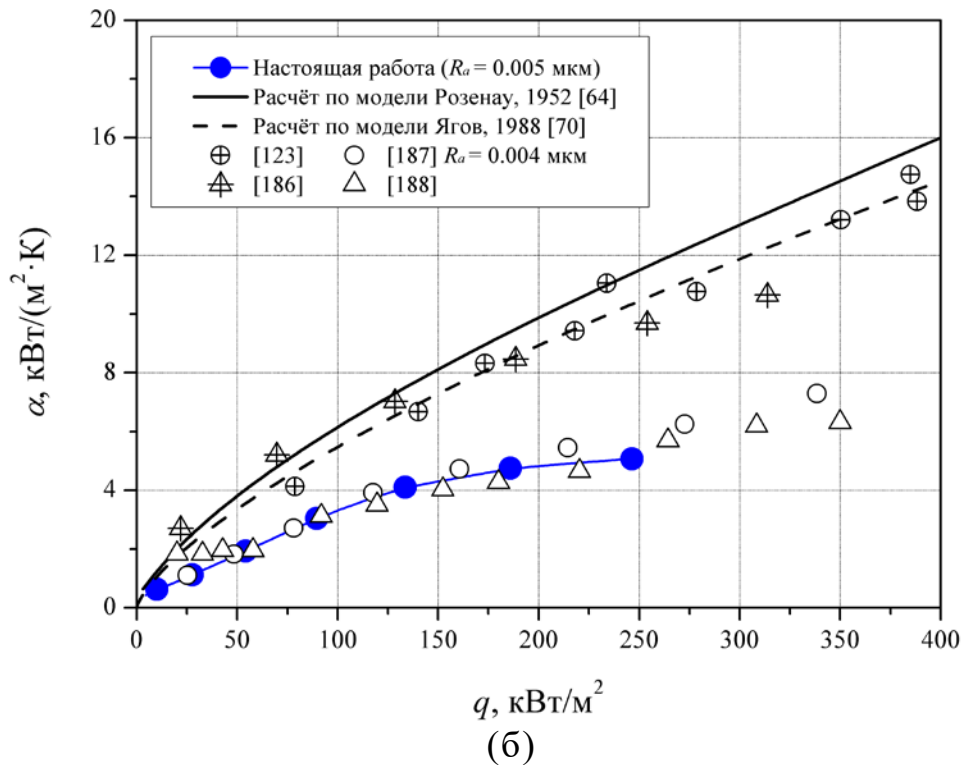


Рисунок 3.2 – Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности подводимого теплового потока при кипении насыщенных воды (а) и этилового спирта (б) в условиях свободной конвекции.

Анализ показывает, что представленные зависимости не могут быть использованы для описания полученных в настоящем исследовании опытных данных при кипении воды и спирта во всем диапазоне изменения тепловой нагрузки. Как следует из анализа литературы, такое сильное расхождение связано с особенностью использованного в настоящей работе нагревателя, а именно, с его крайне малой шероховатостью. В свою очередь, приведенные зависимости ([64, 70]) были разработаны и апробированы для описания теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей на так называемых технических поверхностях с широким спектром размеров микронеровностей. Поэтому на рис. 3.2 наблюдается хорошее согласие результатов расчета и опытных данных других авторов, полученных при кипении воды и спирта на технических поверхностях из различных материалов (рис. 3.2а: работа [182] – нержавеющая сталь ( $R_a = 5-10$  мкм), работа [12] – алюминий ( $R_a = 10$  мкм), работа [183] – медь (авторы не уточняют значение  $R_a$ )).

В то же время, как видно из рис. 3.2, экспериментальные данные, полученные в рамках настоящего исследования, хорошо согласуются с результатами работ [12, 184, 185, 187, 188], полученными при кипении воды и этилового спирта на поверхностях с крайне малой шероховатостью. В частности, в работе [12] была использована полированная поверхность из алюминия ( $R_a = 0.038$  мкм), в работе [188] – титановая полированная поверхность. Шероховатость кремниевой и сапфировой подложек, использованных, соответственно, авторами работ [185] и [187], составила  $R_a < 0.005$  мкм. В работе [184] кипение воды осуществлялось на поверхности напыленного покрытия из оксида кремния со сверхнизким значением шероховатости  $R_a = 0.00175$  мкм.

### 3.2 Плотность центров парообразования

Как было отмечено в главе 1, появление в процессе пузырькового кипения на поверхности нагревателя паровых пузырей приводит к резкому снижению локальной температуры в данной области. На термограммах, полученных с использованием термографической съемки, данные области выглядят как более темные пятна, именуемые в зарубежной литературе «холодные пятна» ([160]). Определение количества таких пятен позволяет с высокой точностью проанализировать плотность действующих центров парообразования при пузырьковом кипении жидкости в широком диапазоне изменения тепловой нагрузки вплоть до развития кризисных явлений.

С этой целью в настоящей работе проводилось усреднение по времени температурных полей всего нагревателя, полученных с использованием термографической съемки для различных плотностей теплового потока. Это позволило определить количество именно постояннодействующих центров парообразования при кипении насыщенных воды и этилового спирта, не

учитывая «случайные» центры, которые не вносят существенный вклад в интегральную теплоотдачу.

Идентификация и подсчет количества центров парообразования проводились при снижении тепловой нагрузки автоматически с использованием разработанного в среде MATLAB программного алгоритма. На рис. 3.3 представлен пример обработки полученной при развитом пузырьковом кипении воды осредненной по времени термограммы поверхности нагревателя. Темные области на исходной термограмме соответствуют постоянно действующим центрам парообразования, которые на обработанном изображении отмечены красными маркерами. Для верификации работы программы обработки термограмм было проведено сравнение полученных результатов по количеству центров при кипении в области низких и средних тепловых потоков с данными высокоскоростной видеосъемки с нижней стороны прозрачного нагревателя. Анализ показал, что погрешность измерения числа центров с помощью программного алгоритма обработки термограмм составила  $\leq 3\%$ .

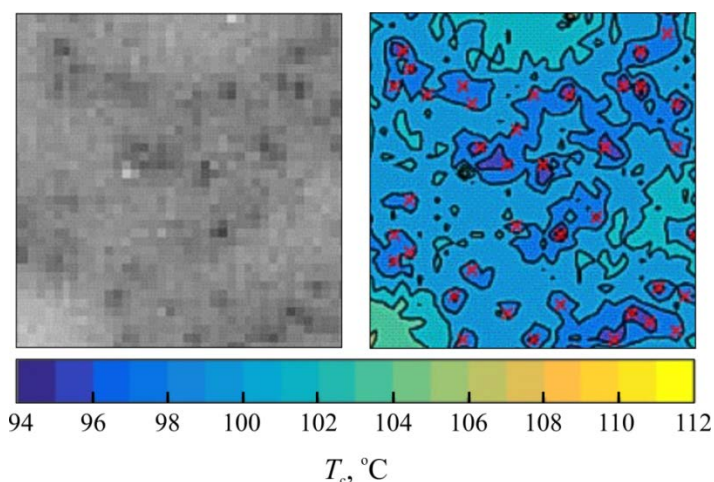


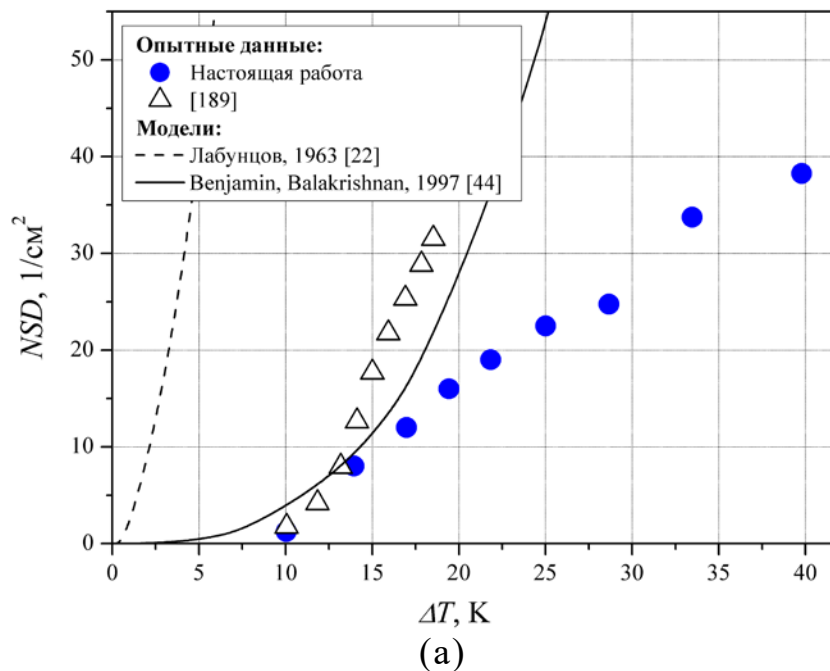
Рисунок 3.3 – Осредненная по времени термограмма поверхности нагревателя при кипении этилового спирта ( $q = 25 \text{ кВт/м}^2$ ) и результат ее обработки в программе MATLAB.

С использованием полученных данных по числу центров парообразования  $N$  при кипении воды и этилового спирта были построены зависимости величины плотности центров парообразования  $NSD$ , определяемой как:

$$NSD = N/A, \quad (3.1)$$

от перегрева тепловыделяющей поверхности  $\Delta T$  (рис. 3.4). Как видно из представленных рисунков, плотность центров парообразования с ростом перегрева поверхности монотонно увеличивается для обеих жидкостей.

Для проведения сравнительного анализа были выбраны опытные данные других авторов, полученные при кипении воды на никелевой проволоке ([189]) и кипении этанола на поверхности полированной нержавеющей стали ([190]). Также на рис. 3.4 представлены результаты расчетов по модели, представленной в работе [22] (выражение 1.21), и по эмпирической зависимости, взятой из работы [44] и приведенной ранее в разделе 1.1.4 (выражение 1.22).



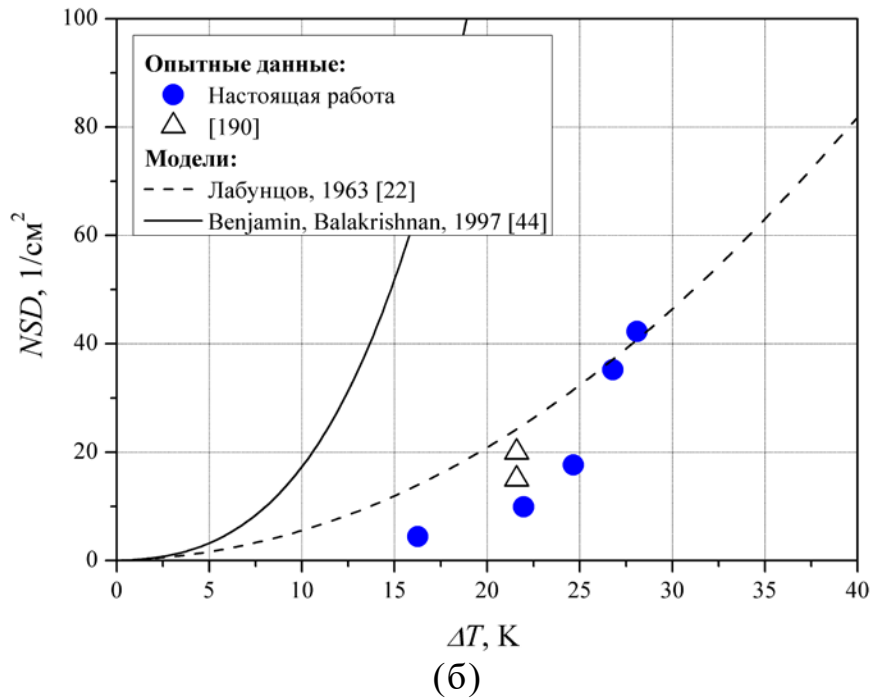


Рисунок 3.4 - Зависимость плотности центров парообразования от степени перегрева поверхности при пузырьковом кипении насыщенных воды (а) и этилового спирта(б).

Как видно из рис. 3.4, представленные расчетные зависимости не описывают поведение опытных данных настоящей работы при увеличении степени перегрева поверхности. Как и в случае интенсивности теплоотдачи, такое расхождение опытных данных и результатов расчетов связано с крайне низким значением шероховатости использованного в работе нагревателя. Следует отметить, что в работе [28] авторами было выдвинуто предположение, что для поверхностей нагрева с малой по сравнению с размером критического зародыша шероховатостью плотность центров парообразования может зависеть от степени перегрева в степени большей 2. Однако расчетной зависимости для определения величины  $NSD$  в работе [28] предложено не было.

### 3.3 Локальные характеристики теплообмена

Как было отмечено в разделе 1.5, в отличие от традиционных способов измерения температуры, высокоскоростная инфракрасная термография позволяет в деталях изучить эволюцию как интегральной температуры выделенной области исследуемой поверхности, так и локальной температуры (то есть температуры в определенной точке поверхности). В настоящем исследовании был проведен такой анализ применительно к температуре тепловыделяющей поверхности в области центра парообразования при кипении воды и этилового спирта.

Для этого была проведена термографическая макросъемка с высоким пространственным разрешением (12.5 мкм/пиксель). Для достижения максимальной чувствительности измерения температурного поля с использованием тепловизора, эксперименты были проведены при геометрии нагревателя «сапфир-ИТО-жидкость» (табл. 2). На рис 3.5 представлены кадры эволюции температурного поля нагревательной поверхности под отдельным паровым пузырем при кипении воды ( $q = 50 \text{ кВт/м}^2$ ). Отсчет времени проводился от момента появления парового пузыря. Количественный анализ представленных термограмм для случаев кипения воды и этилового спирта представлен на рис. 3.6. На нем показаны распределения температуры поверхности  $T_c$  вдоль линии, проходящей через центр парообразования ( $x$ ) и обозначенной на рис. 3.5, в различные моменты времени.

На представленных термограммах отчетливо различимы области с различной интенсивностью теплообмена на поверхности тонкопленочного нагревателя и хорошо прослеживается их эволюция. В частности, видно, что появление парового пузыря при кипении обеих жидкостей приводит к резкому снижению температуры поверхности. На последующих термограммах видно, что в процессе роста под паровым пузырем появляются

области с различной интенсивностью теплообмена. Так, область в центре парового пузыря с повышенной температурой является сухим пятном, границей которого является тройная контактная линия жидкость-стенка-пар. Область по периферии пузыря с минимальным значением температуры соответствует области микрослоевого испарения.

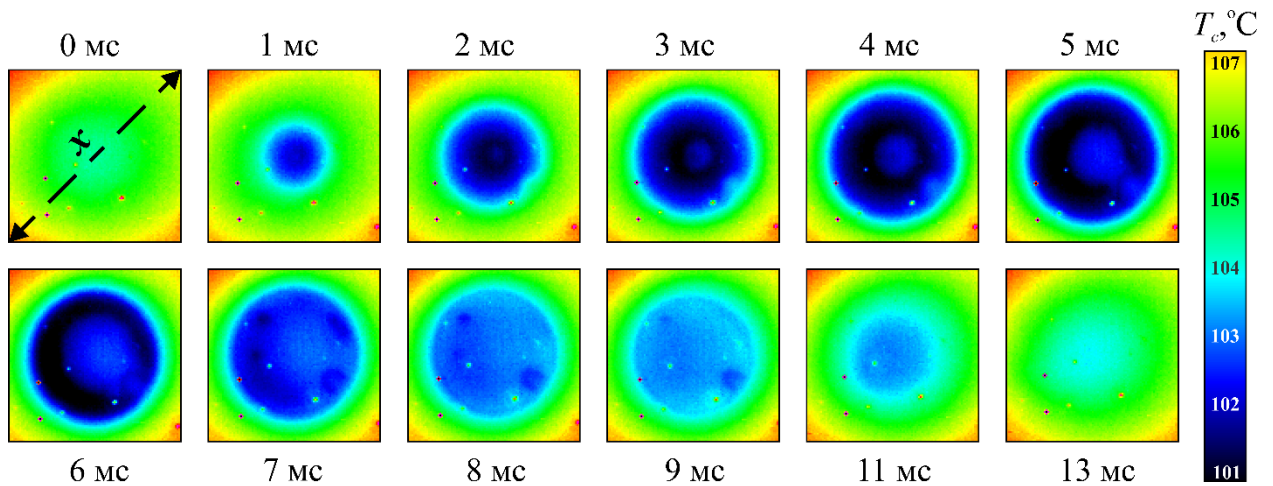
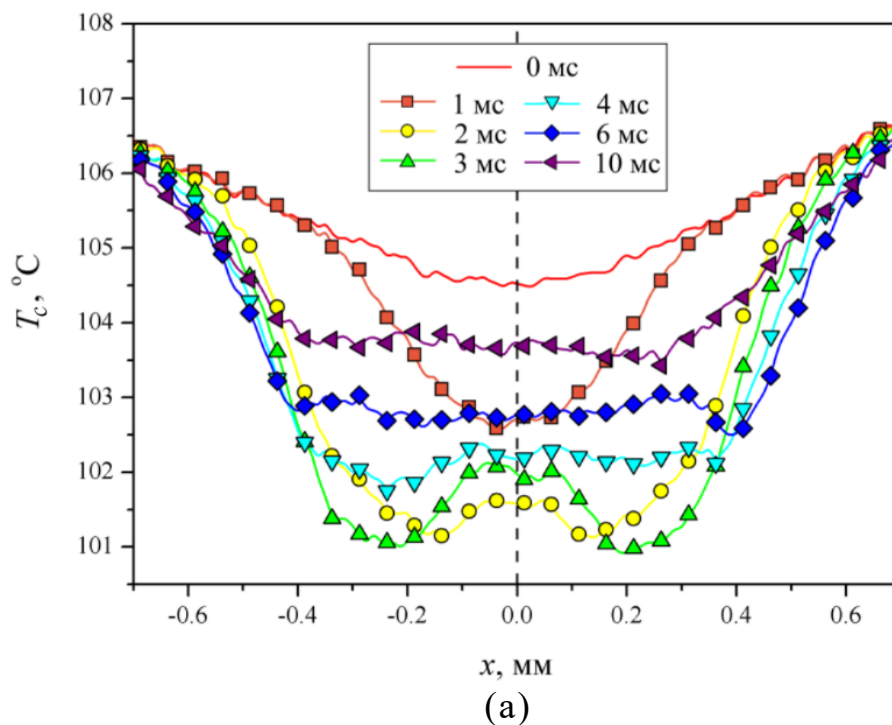


Рисунок 3.5 - Кадры термографической макросъемки эволюции температурного поля нагревательной поверхности под отдельным паровым пузырем при кипении воды ( $q = 50 \text{ кВт/м}^2$ ).





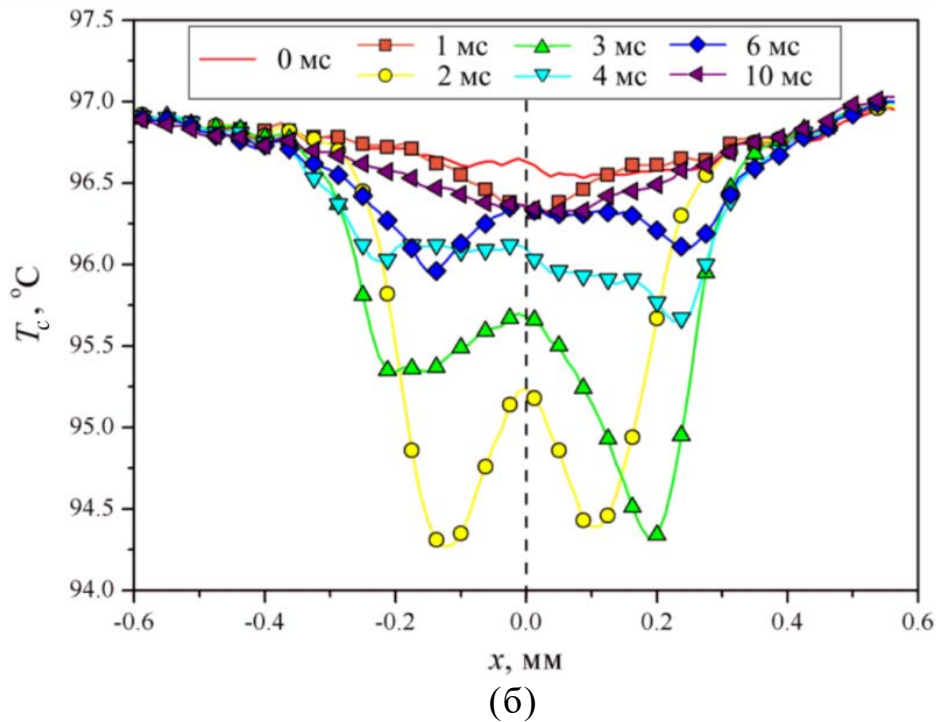


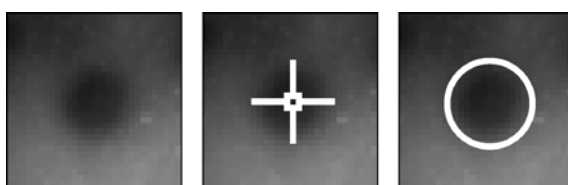
Рисунок 3.6 - Эволюция распределения локальной температуры в области активного центра парообразования при кипении:  
 (а) воды ( $q = 50 \text{ кВт/м}^2$ ); (б) этилового спирта ( $q = 31 \text{ кВт/м}^2$ ).

### 3.3.1 Эволюция температуры поверхности в области центра парообразования

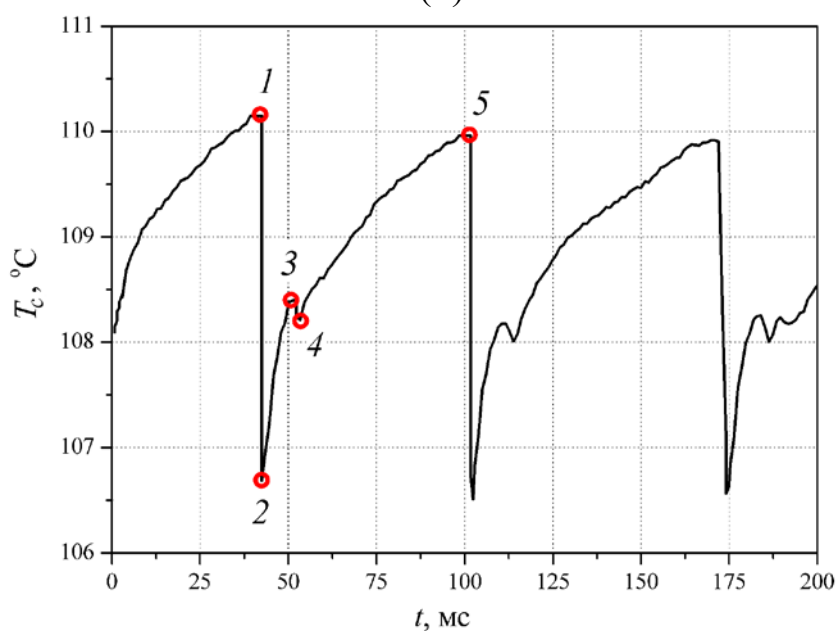
С использованием полученных опытных данных высокоскоростной термографической съемки становится возможным исследовать эволюцию температуры поверхности в области активного центра парообразования. На рис. 3.7 представлены кадры высокоскоростной термографической съемки при кипении воды при относительно небольшой тепловой нагрузке ( $q = 62 \text{ кВт/м}^2$ ), на которых представлены два различных способа исследования особенностей эволюции температуры в области парового пузыря (рис. 3.7а), а также полученные в результате зависимости  $T_c(t)$  (рис. 3.7б, в). Первый способ измерения величины  $T_c(t)$  заключается в измерении температуры поверхности нагрева в точке, соответствующей центру парового пузыря (рис. 3.7б), второй – осреднению температуры по области

парового пузыря, рассчитанной по значению его отрывного диаметра (рис. 3.7в).

Анализ полученных зависимостей подтверждает тот факт, что в момент возникновения парового пузыря температура поверхности под ним в обоих случаях резко уменьшается (стадия 1–2). Однако затем вид кривой  $T_c(t)$  имеет заметные отличия в зависимости от способа представления данных. В случае измерения в центре парового пузыря (рис. 3.5б) отчетливо прослеживается стадия появления и роста под ним сухого пятна (стадия 2–3). За счет низкого значения коэффициента теплоотдачи к пару, температура поверхности начинает монотонно расти вплоть до достижения паровым пузырем порогового размера (момент 3). Данный момент соответствует замыканию контактной линии в основании парового пузыря и его непосредственному отрыву от поверхности тепловыделения. Дальнейшее замывание сухого пятна окружающей пузырь холодной жидкостью приводит к повторному падению температуры в центре парообразования (стадия 3–4).



(a)



(б)

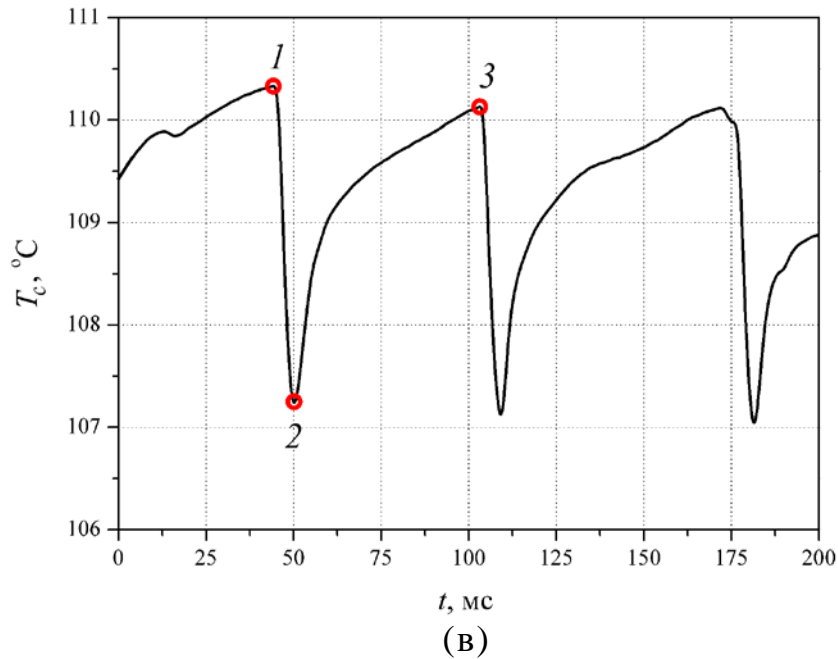


Рисунок 3.7 – (а) Различные способы исследования эволюции температуры поверхности в области центра парообразования с использованием ИК-съемки. Эволюция температуры поверхности при кипении воды ( $q = 62 \text{ кВт/м}^2$ ): (б) – в центре парового пузыря; (в) – осреднение по области парового пузыря.

После того, как в достаточно короткий промежуток времени происходит восстановление перегретого пограничного слоя, температура поверхности в этой области начинает монотонно возрастать (стадия 4–5). После достижения пороговой температуры активации центра на поверхности нагревателя вновь появляется паровой пузырь и процесс повторяется.

Анализ эволюции температуры, полученной при осреднении по площади под паровым пузырем (рис. 3.5в), показывает, что падение температуры в данной области (стадия 1–2) происходит до момента полного испарения микрослоя и отрыва парового пузыря от поверхности. Действительно, если «наложить» полученные зависимости  $T_c(t)$  друг на друга, то станет видно, что момент 3 на рис. 3.5б и момент 2 на рис. 3.5в совпадают по времени с точностью до погрешности. После этого, как и в предыдущем случае, начинается непрерывный нестационарный прогрев

жидкости (стадия 2–3) вплоть до достижения температуры активации центра парообразования.

Полученные кривые  $T_c(t)$  позволяют с высокой точностью проанализировать временные характеристики парообразования (времена роста парового пузыря и его ожидания), что, в свою очередь, дает возможность провести частотный анализ пузырькового кипения жидкости.

### 3.3.2 Локальный теплообмен в окрестности контактной линии жидкость-стенка-пар

Полученные с высоким пространственным и временным разрешениями опытные данные по эволюции температурного поля нагревательной поверхности в области отдельного парового пузыря позволяют также изучить особенности локального теплообмена в области контактной линии жидкость-стенка-пар. В настоящей работе для расчета локальной плотности теплового потока была разработана и реализована на языке C++ математическая модель. Расчеты были выполнены посредством совместного решения нестационарного уравнения теплопроводности в ИТО пленке и сапфировой подложке на основе экспериментальных данных, полученных с использованием высокоскоростной термографии. Вследствие малой толщины ИТО пленки (1 мкм) локальная температура полагалась одинаковой по ее толщине, а решение уравнения теплопроводности в ИТО пленке, соответственно, выполнялось в одномерной расчетной области.

С учетом представленных выше допущений, уравнение теплопроводности в ИТО пленке имеет следующий вид:

$$\left(\rho C_p\right)_{\text{ИТО}} \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_{\text{ИТО}} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \sigma_m. \quad (3.2)$$

Объемные источники тепла  $\sigma_m$  можно представить следующим образом:

$$\sigma_m = \frac{q - q_{жс} - q_c}{\delta_{ITO}}, \quad (3.3)$$

где  $q$  – мощность, выделяемая посредством пропускания электрического тока через ITO пленку, отнесенная к единице поверхности,  $q_{жс}$  – искомая плотность теплового потока в жидкость,  $q_c$  – плотность теплового потока, отводимого в сапфировую подложку. Плотность теплового потока, отводимого в жидкость, может быть получена из выражений (3.2) и (3.3):

$$q_{жс} = q + \delta_{ITO} \lambda_{ITO} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \delta_{ITO} (\rho_{жс} C_p)_{ITO} \frac{\partial T}{\partial t} - q_c. \quad (3.4)$$

В рамках данной работы пространственные и временные производные рассчитывались на основе экспериментальных данных по эволюции распределения локальной температуры поверхности. Локальная плотность теплового потока из пленки ITO в сапфировую подложку рассчитывалась на основе температурного поля в сапфире, получаемого посредством решения уравнения теплопроводности в двумерной расчетной области  $(x, y)$ :

$$(\rho_{жс} C_p)_c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_c \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \quad (3.5)$$

$$q_c = -\lambda_c \frac{\partial T}{\partial y}. \quad (3.6)$$

Граничные условия в задаче выглядели следующим образом. Локальная температура сапфировой подложки на границе с ITO пленкой ( $y = 0$ ) полагалась равной локальной температуре пленки ITO в каждый расчетный момент времени. На противоположной поверхности сапфировой подложки ( $y = \delta_{can}$ ) производная температуры по оси ординат  $\partial T / \partial y$  полагалась равной нулю вследствие отсутствия тепловых потерь. Для

сглаживания краевых эффектов температура на боковых поверхностях подложки полагалась равной температуре ИТО пленки. Температуры ИТО пленки и подложки в нулевой момент времени полагались равными значению  $T_c$ , определяемому с использованием данных термографической съемки.

Полученные в результате расчетов распределения локальной плотности теплового потока под пузырьем в различные моменты времени при кипении воды и спирта при относительно низких тепловых потоках (аналогичных представленным на рис. 3.6) показаны на рис. 3.8. Видно, что разработанный алгоритм достоверно отображает области под пузырьем с различной интенсивностью теплоотдачи. В частности, хорошо различимы области микрослоевого испарения, а также наблюдается область с ухудшенным теплообменом в центре парового пузыря. При этом видно, что максимальная плотность локального теплового потока достигается на начальной стадии роста пузыря (2-3 мс) в области испарения жидкого микрослоя. В частности, для воды и этилового спирта величина  $q_{жс}$  в данной зоне достигает значений  $1.2 \text{ МВт/м}^2$ , что в 24 и 38 раз больше среднего теплового потока, соответственно.

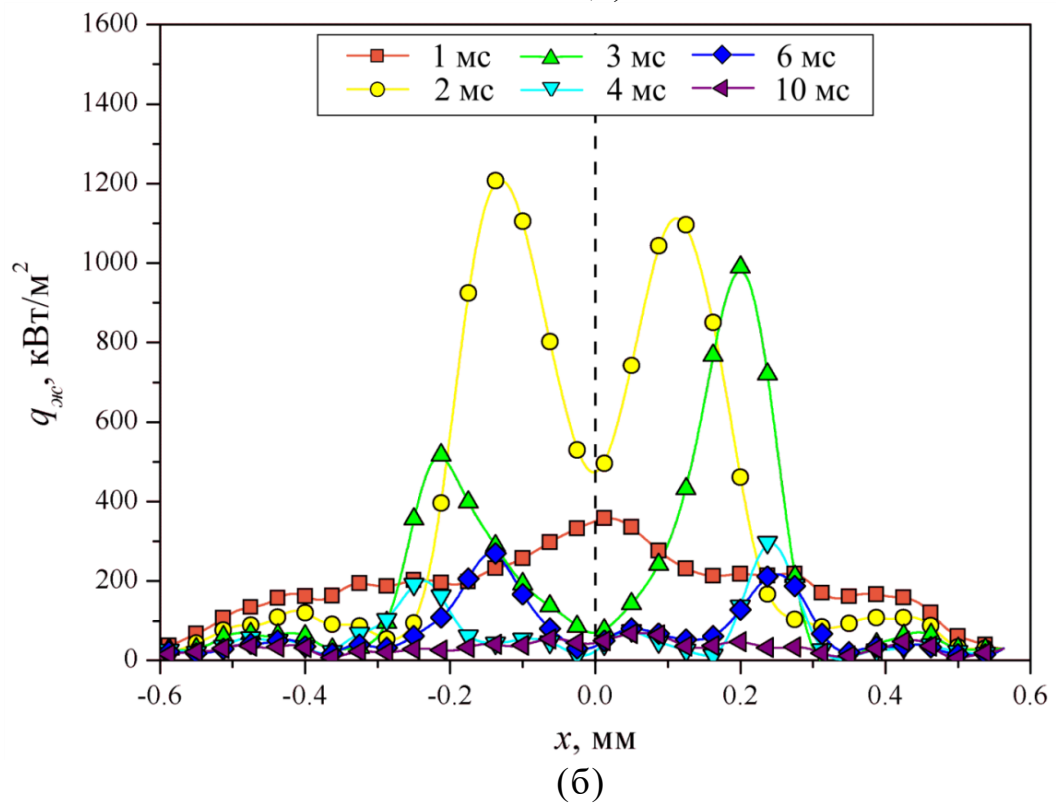
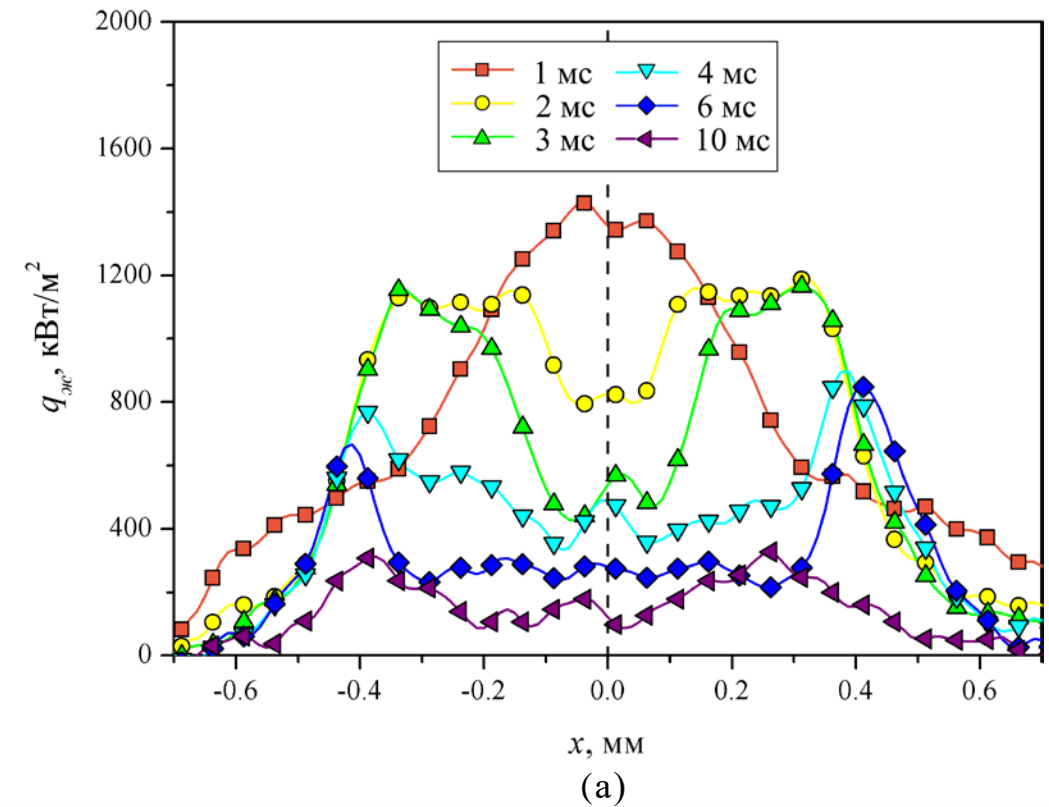


Рисунок 3.8 - Распределение плотности локального теплового потока в зависимости от времени при кипении: (а) воды ( $q = 50 \text{ кВт/м}^2$ ); (б) этилового спирта ( $q = 31 \text{ кВт/м}^2$ ).

С использованием полученных опытных данных в работе была изучена эволюция локального теплового потока, усредненного по области испарения микрослоя (рис. 3.9). Также было проведено обобщение и сравнение полученных результатов по эволюции интенсивности теплоотдачи в области микрослоевого испарения при кипении воды с опытными данными других авторов. В рассматриваемых работах с помощью инфракрасной термографии было изучено распределение локальной плотности теплового потока под паровым пузырьком при кипении воды на поверхности тонкостенной титановой фольги ([162]) и ИТО пленки, напыленной на подложку из  $\text{CaF}_2$  ([191]). Приведенное в табл. 4 сопоставление параметров тепловыделяющих образцов, использованных в настоящей и отмеченных работах, показывает, что рассматриваемые эксперименты были проведены при существенно различных значениях их толщины и коэффициента теплопроводности.

Как видно из рис. 3.9, представленные опытные данные по максимальной величине локального теплового потока в области микрослоя при кипении воды согласуются друг с другом ( $q_{mc} = 890 - 980 \text{ кВт/м}^2$ ). При этом максимум величины  $q_{mc}$  для всех рассмотренных экспериментов наблюдается приблизительно при одних и тех же значениях  $t/t_{omp}$  ( $t/t_{omp} \approx 0.1$ , где  $t_{omp}$  – момент отрыва пузырька). Кроме того, видно, что основной вклад в теплоотдачу испарение микрослоя вносит на начальной стадии роста парового пузырька ( $t/t_{omp} < 0.3$ ). Аналогичные результаты наблюдаются и в случае кипения этилового спирта, для которого величина  $q_{mc}$  несколько ниже ( $q_{mc} \approx 680 \text{ кВт/м}^2$ ). Таким образом, проведенное обобщение и сравнение опытных данных различных авторов позволяет сделать вывод об общей закономерности процессов тепло- и массообмена, имеющих место при образовании и дальнейшем испарении микрослоя. Данная информация может быть использована в дальнейшем для построения более общих моделей описания интенсивности теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкости, учитывающих, в том числе испарение микрослоя.



Таблица 4 – Сравнение параметров тепловыделяющей поверхностей, использованных в экспериментах по исследованию интенсивности теплообмена в области испарения микрослоя при кипении жидкости.

Работа	Материал нагревателя	Толщина	Теплопроводность, Вт/м·К
Настоящая работа	Сапфир + ИТО	425 мкм + 1 мкм	25
[162]	Платиновая фольга	6 мкм	70
[191]	CaF <sub>2</sub> + ИТО	10 мм + 0.7 мкм	10

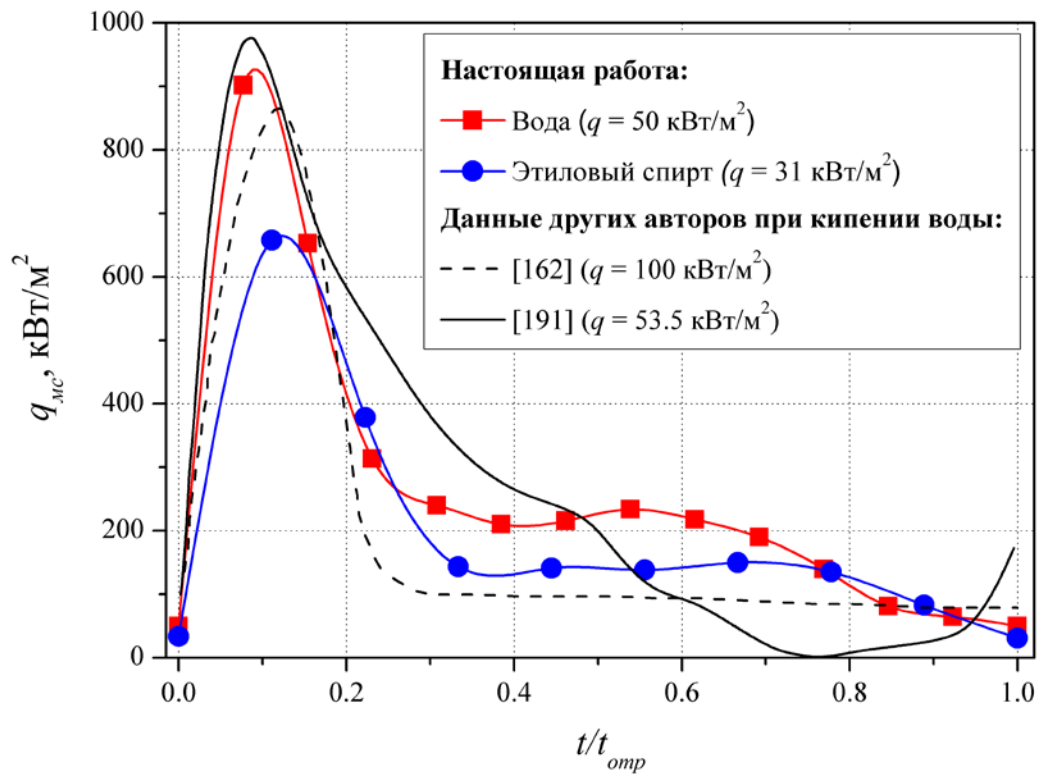
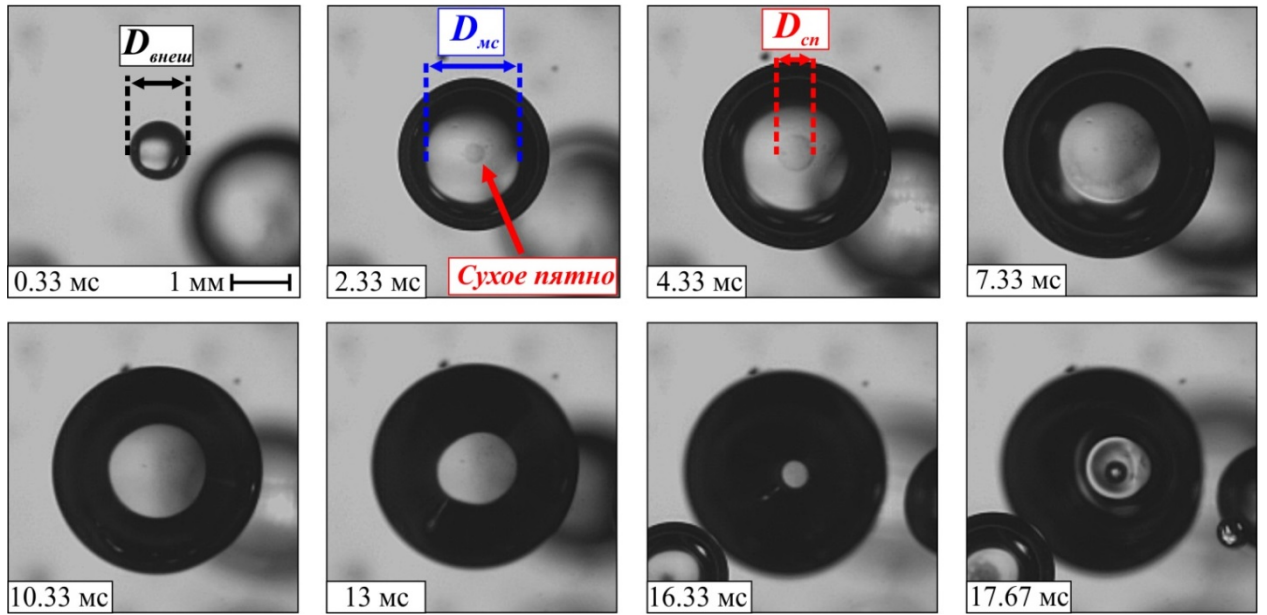


Рисунок 3.9 - Эволюция плотности локального теплового потока, усредненного по области микрослоя.

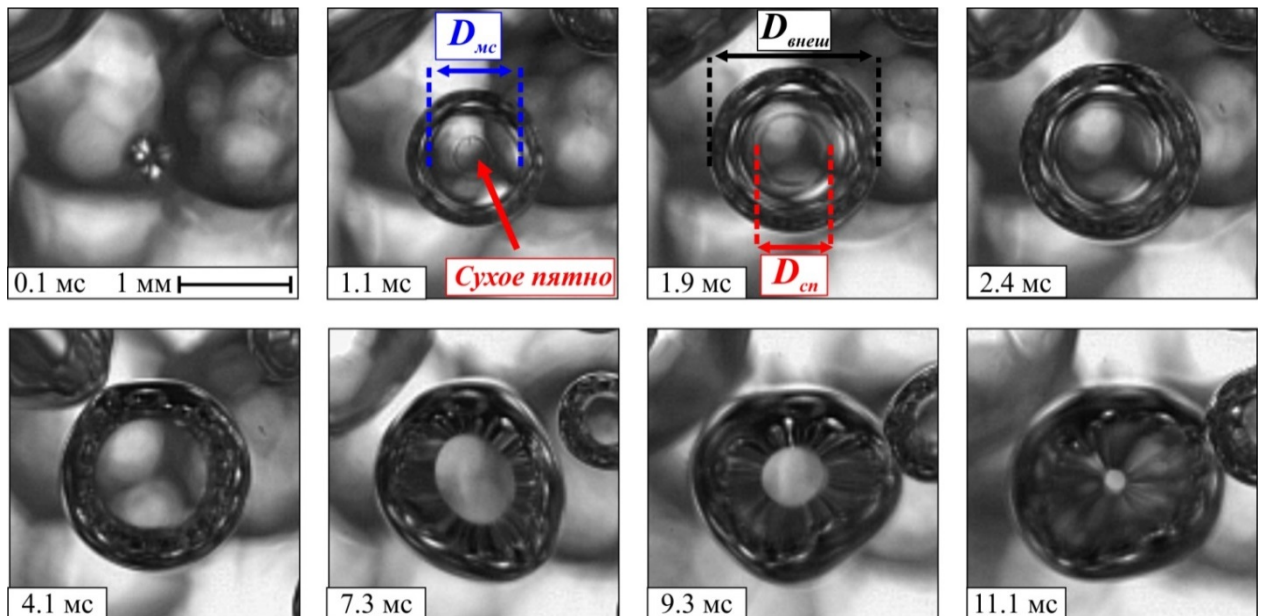
### 3.4 Динамика парообразования

На рис. 3.10 представлены кадры высокоскоростной визуализации процесса формирования, роста и отрыва парового пузыря от нагревательной поверхности при кипении насыщенных воды и этилового спирта в области малых тепловых потоков ( $q = 31.5 \text{ кВт/м}^2$  и  $q = 33.6 \text{ кВт/м}^2$ , соответственно). Видеоданные были получены с использованием высокоскоростной видеосъемки с нижней стороны прозрачной нагревательной поверхности. Как видно из рис. 3.10, такой способ съемки позволяет изучить в деталях не только эволюцию внешнего диаметра основания пузыря ( $D_{\text{внеш}}$ ), но и эволюцию областей сухого пятна ( $D_{\text{сн}}$ ) и микрослоя ( $D_{\text{мс}}$ ) в основании пузыря при кипении обеих исследованных жидкостей.

Из рис. 3.10 видно, что при кипении воды и этилового спирта после появления пузыря, и его быстрого роста в центре активации в короткий промежуток времени (до 1 мс) формируется сухое пятно, ограниченное тройной контактной линией. Со временем область сухого пятна расширяется за счет интенсивного испарения жидкости с поверхности микрослоя. При этом из приведенных кадров скоростной съемки видно, что форма границы сухого пятна может изменяться со временем.



(a)



(б)

Рисунок 3.10 – Кадры высокоскоростной видеосъемки с нижней стороны прозрачного нагревателя процессов роста и отрыва парового пузыря при кипении: (а) воды ( $q = 31.5 \text{ кВт/м}^2$ ); (б) этилового спирта ( $q = 33.6 \text{ кВт/м}^2$ ).

Так, при кипении обеих жидкостей на начальной стадии своего роста сухое пятно имеет отчетливую, устойчивую границу в форме окружности. Однако в случае кипения воды видно, что по истечении времени (7.33 мс) граница сухого пятна теряет свой устойчивый вид. По-видимому, это связано с тем, что при достижении определенных пороговых температурных напоров в области контактной линии на межфазной границе развивается неустойчивость, что приводит к формированию мелкомасштабных возмущений на фронте испарения и повышению скорости распространения границы осушения.

После того, как граница сухого пятна достигает внешней границы области микрослоевого испарения, начинается вторая стадия эволюции парового пузыря, на которой происходит уменьшение размера области контактной линии – стадия отрыва пузыря. На данном этапе происходит сокращение области контактной линии под паровым пузырем в его центр, при этом внешний размер пузыря меняется слабо. Момент непосредственного отрыва парового пузыря от поверхности нагрева при кипении обеих изученных жидкостей соответствует полному сокращению области контактной линии. После отрыва парового пузыря поверхность нагрева становится свободной от паровой фазы и начинает стадии ожидания появления нового пузыря.

Предположение о том, что светлая область под паровым пузырем на полученных кадрах высокоскоростной видеосъемки соответствует области микрослоевого испарения, было дополнительно проверено с помощью данных ИК-термографии. На рис. 3.11 представлены кадры высокоскоростной видеосъемки и ИК-термографии отдельного парового пузыря при кипении этилового спирта ( $q = 33.6 \text{ кВт/м}^2$ ), а также построенная согласно подходу, описанному в разделе 3.3.2, карта плотности локального теплового потока, отводимого от поверхности нагрева в жидкость. Из рисунка отчетливо видно, что области, отмеченные на кадрах видеосъемки и

ИК-термографии, соответствуют друг другу и являются областью с наиболее интенсивной локальной теплоотдачей, то есть микрослоем.

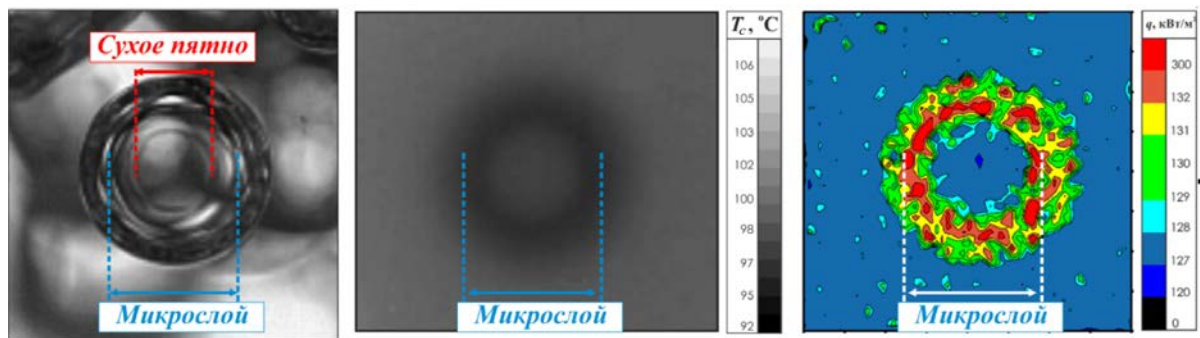


Рисунок 3.11 – Кадры высокоскоростных видеосъемки (а) и ИК-термографии (б) динамики отдельного парового пузыря, а также результаты расчета плотности локального теплового потока (в) при кипении этилового спирта ( $q = 33.6 \text{ кВт/м}^2$ ).

### 3.5.1 Динамика роста паровых пузырей

На основе анализа результатов высокоскоростной визуализации в работе были получены опытные данные по эволюции внешнего диаметра, области микрослоя, а также размера сухого пятна для ансамбля отдельных паровых пузырей при кипении насыщенной воды и этилового спирта (рис. 3.12). Вертикальными линиями на графиках отмечены время полного испарения микрослоя и время непосредственного отрыва парового пузыря от поверхности. Как видно из графиков, момент достижения границей сухого пятна внешней границы области микрослоя соответствует началу уменьшения области контактной линии, то есть началу стадии отрыва пузыря. Другими словами, стадия отрыва парового пузыря начинается сразу после полного испарения жидкости в области микрослоя при кипении жидкости. Необходимо отметить, что подобная картина динамики паровых пузырей при кипении насыщенных этилового спирта и воды в условиях свободной конвекции наблюдается для всего массива отдельных паровых

пузырей, образующихся на поверхности прозрачного сапфирового нагревателя. На рис. 3.12 для обеих жидкостей приведены кривые  $D(t)$  для паровых пузырей, имеющих наиболее вероятный размер для представленных плотностей теплового потока.

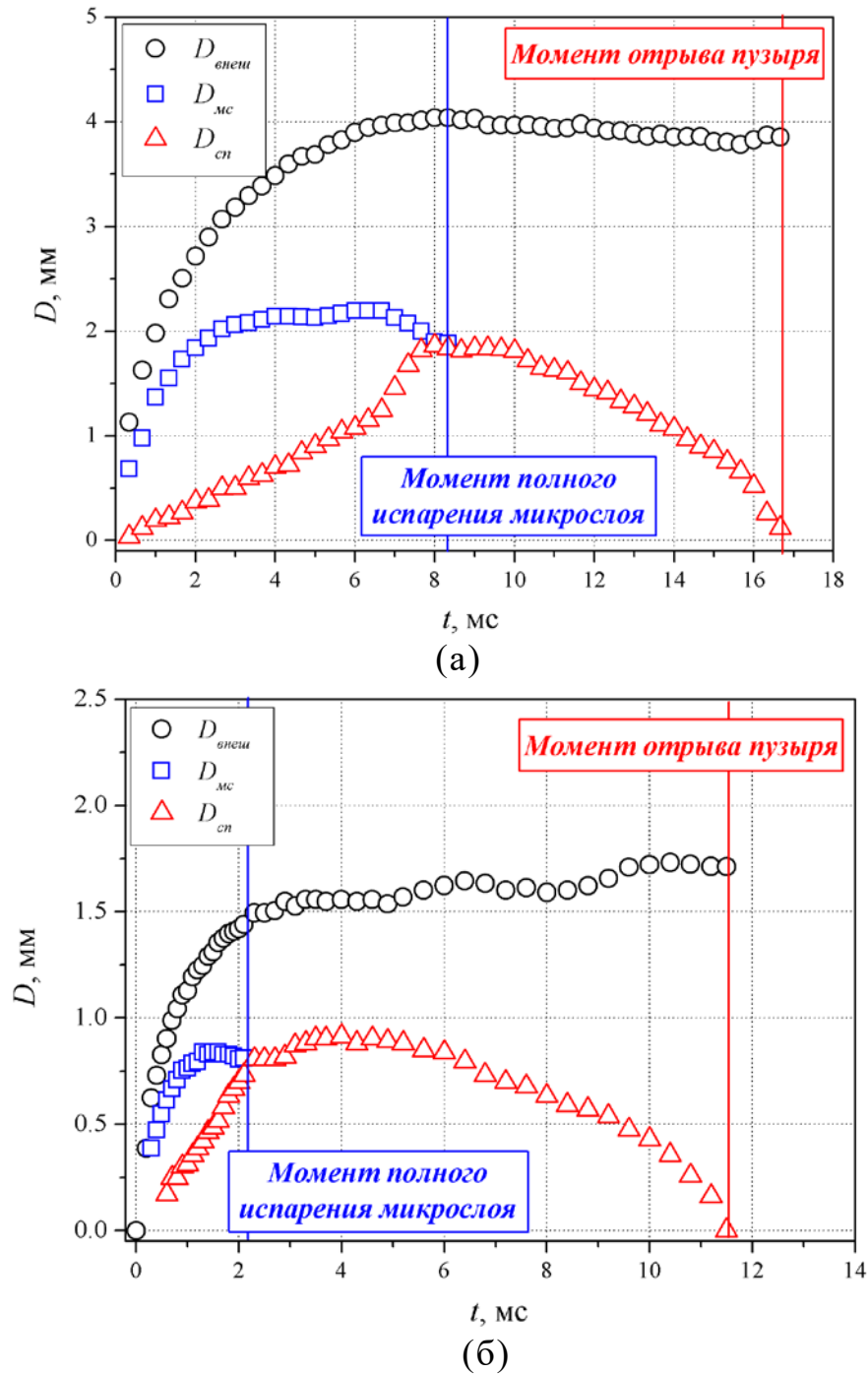


Рисунок 3.12 – Эволюция внешнего диаметра отдельного пузыря ( $D_{внеш}$ ), области микрослоя ( $D_{мс}$ ) и размеров сухого пятна ( $D_{сп}$ ) во времени при кипении: (а) воды ( $q = 31.5 \text{ кВт/м}^2$ ); (б) этилового спирта ( $q = 33.6 \text{ кВт/м}^2$ ).

Анализ показывает, что динамика роста и отрыва паровых пузырей при кипении воды и этилового спирта имеет в целом схожий характер. Однако, в то же время, как видно из рис. 3.12, при кипении этилового спирта после полного испарения жидкого микрослоя, в отличие от случая кипения воды, внешний диаметр пузыря продолжает расти и объем парового пузыря может увеличиться почти в 2 раза. Кроме того, видно, что при кипении спирта стадия отрыва пузыря может занимать существенно более длительный промежуток времени, чем стадия роста пузыря. Такое отличие может быть объяснено следующим образом. Проведенный в разделе 3.3 анализ данных термографической макросъемки распределения температурного поля нагревательной поверхности показал, что вплоть до момента полного испарения микрослоя температура поверхности в области активного центра парообразования при кипении этилового спирта может существенно превышать температуру насыщения ( $\Delta T_{нк} \approx 17$  К). Таким образом, за счет избыточной энтальпии окружающей перегретой жидкости происходит интенсивное испарение по всей поверхности парового пузыря, вследствие чего его размер увеличивается даже после полного испарения микрослоя жидкости.

Полученные опытные данные высокоскоростной визуализации позволяют с высокой точностью изучить эволюцию каждой из вышеуказанных геометрических характеристик растущих паровых пузырей. В первую очередь, была проанализирована динамика роста и отрыва для ансамбля пузырей, формирующихся в различных местах нагревательной поверхности, при заданном тепловом потоке (рис. 3.13). Как видно из рисунка, при кипении воды и этанола скорости роста и максимальные размеры паровых пузырей перед отрывом, формирующихся на различных участках нагревательной поверхности, могут заметно отличаться друг от друга.

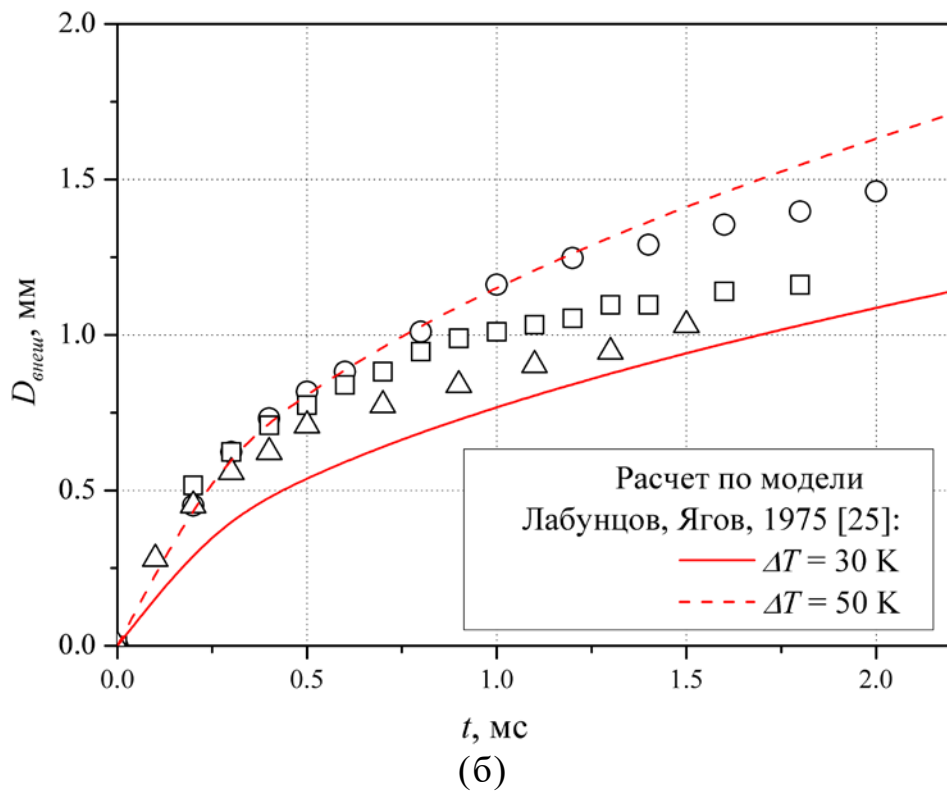
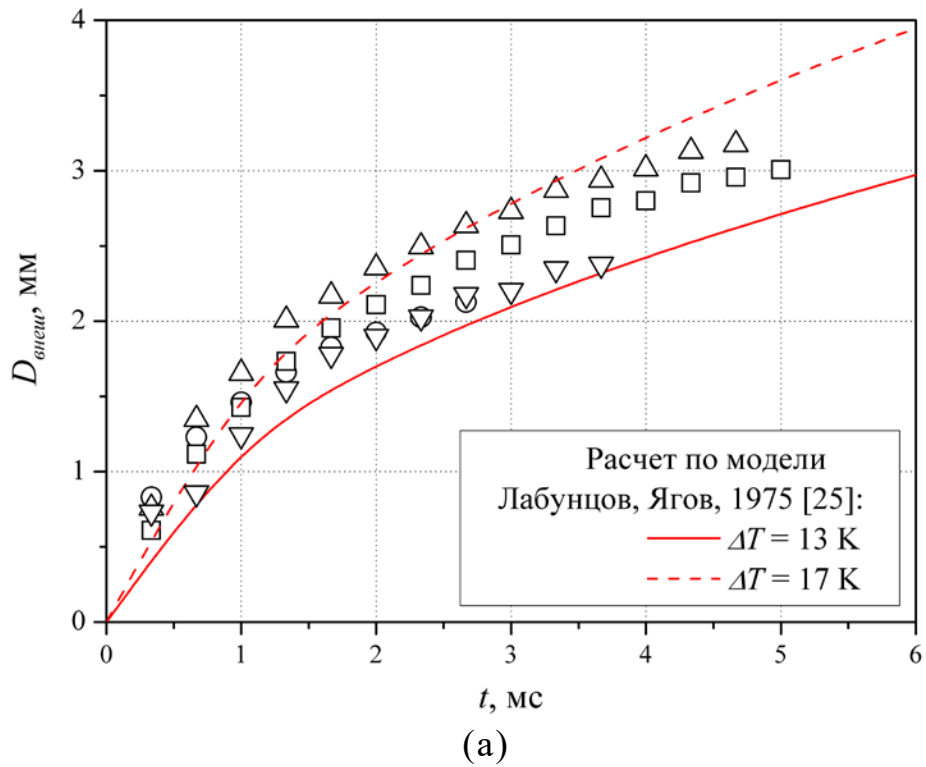


Рисунок 3.13 – Эволюция внешнего диаметра паровых пузырей, формирующихся в различных центрах парообразования, при кипении: (а) воды ( $q = 31.5 \text{ кВт/м}^2$ ); (б) этилового спирта ( $q = 33.6 \text{ кВт/м}^2$ ).



Связано это со следующим фактом. Как показал анализ данных эволюции локальной температуры поверхности под отдельными центрами парообразования при кипении, которые были получены с использованием ИК-термографии (рис. 3.14), пороговая температура активации различных центров ( $T_{нк}$ ), как и частота зародышеобразования может заметно отличаться для заданного теплового потока.

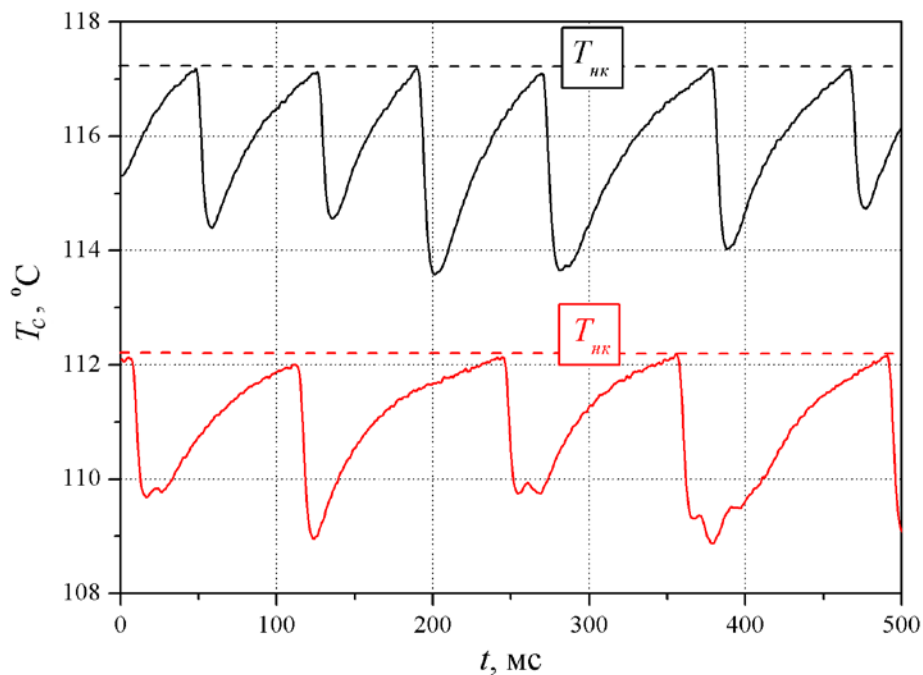


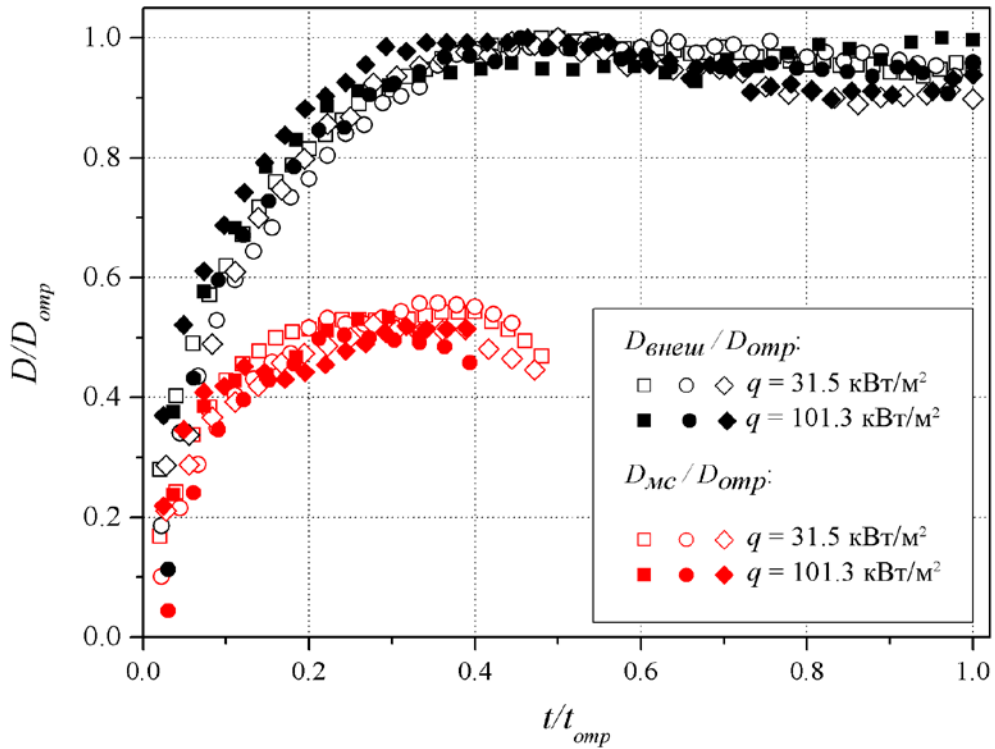
Рисунок 3.14 – Эволюция локальной температуры нагревательной поверхности под различными центрами парообразования при кипении воды ( $q = 31.5 \text{ кВт/м}^2$ ).

В результате запас тепла, необходимый для активации различных центров парообразования, может варьироваться в зависимости от локальных особенностей поверхности нагрева. Для сравнения на рис. 3.13 приведены результаты расчета по зависимости (1.8) ([25]), описывающей скорость роста паровых пузырей на обогреваемой стенке для различных чисел Якоба, соответствующих минимальному и максимальному локальному перегреву поверхности в центрах парообразования в момент активации пузырей. Как видно, опытные данные, полученные при кипении воды и спирта, лежат в

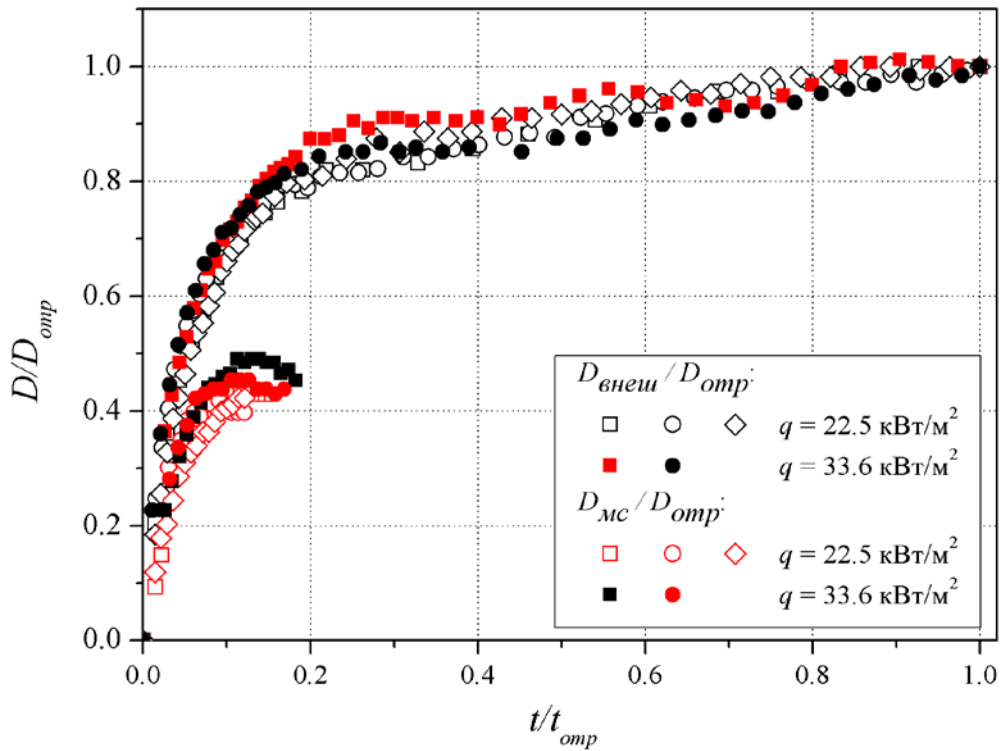
областях, ограниченных расчетными кривыми. Как показывает анализ опытных данных, увеличение перегрева жидкости, то есть увеличение числа Якоба, приводит не только к увеличению скорости роста паровых пузырей, но и к росту величины их отрывного диаметра. Поэтому при построении теоретических моделей описания размера пузырей необходимо учитывать как силы поверхностного натяжения и плавучести, так и избыточную энтальпию жидкости.

### 3.5.2 Эволюция областей микрослоя и сухого пятна

На рис. 3.15 представлены опытные данные по эволюции внешнего диаметра паровых пузырей и области микрослоя, построенные в относительных координатах (внешний диаметр пузыря и размер области микрослоя нормировались на величину отрывного диаметра конкретного парового пузыря  $D_{omp}$ , время нормировалось на время до отрыва пузыря от тепловыделяющей поверхности  $t_{omp}$ ). Из графиков видно, что в относительных координатах данные по динамике роста парового пузыря и эволюции области микрослоя, полученные для различных центров и тепловых потоков, практически совпадают друг с другом. Также можно увидеть, что размер области микрослоя связан с внешним диаметром парового пузыря, а максимальный размер этой области достигает величины  $D_{omp}/2$  как при кипении воды, так и при кипении этилового спирта. Более того, при кипении воды время полного испарения микрослоя варьируется в диапазоне  $t/t_{omp} = 0.4-0.5$ , а внешний диаметр пузыря достигает своего максимального размера уже при  $t/t_{omp} = 0.3-0.4$ . В случае кипения спирта относительное время роста пузыря  $t/t_{omp}$  составляет 0.1-0.2. Также на стадии отрыва максимальный диаметр пузыря увеличивается на 20 %, что, как было уже отмечено выше, вызвано испарением жидкости по всей поверхности пузыря.



(а)

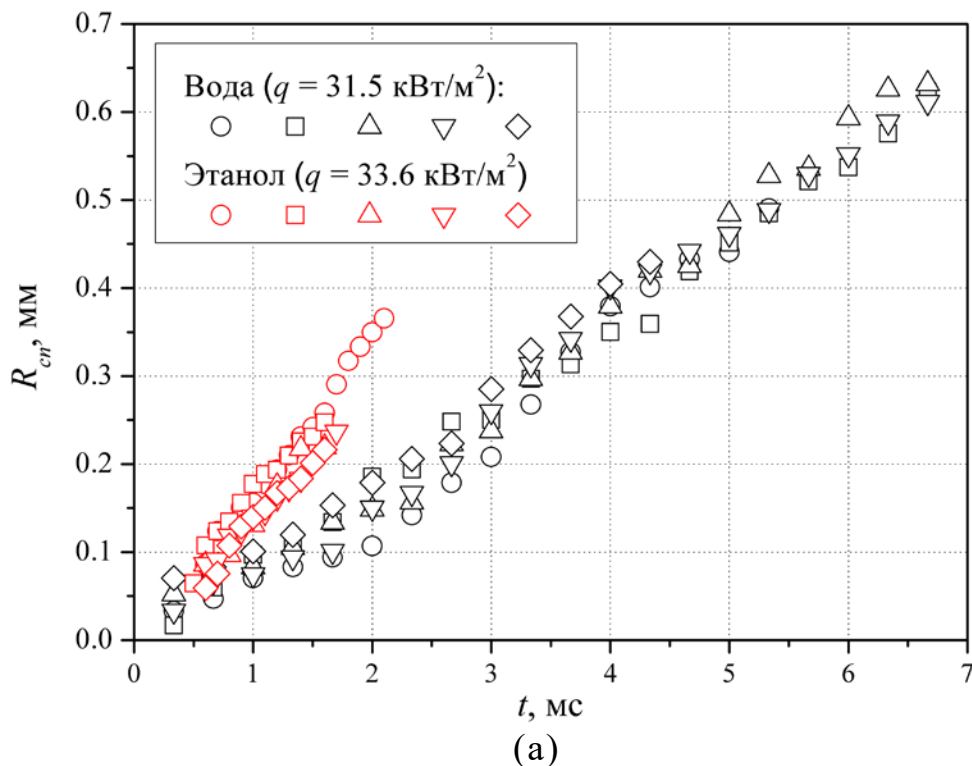


(б)

Рисунок 3.15 – Динамика роста паровых пузырей и области микрослоя для различных центров парообразования и тепловых потоков при кипении насыщенных: (а) воды; (б) этилового спирта.

На рис. 3.16а представлена зависимость радиуса сухого пятна от времени на стадии его непосредственного роста для паровых пузырей, активируемых в различных точках нагревательной поверхности, при кипении воды и спирта для фиксированного теплового потока. Видно, что радиус контактной линии линейно растет во времени, то есть скорость расширения сухого пятна на данной стадии для конкретного парового пузыря постоянна. Более того, величина скорости роста сухого пятна слабо отличается для паровых пузырей, возникающих в различных центрах парообразования. Также видно, что скорость расширения сухого пятна для спирта выше, чем для воды при близких тепловых нагрузках, что, по-видимому, связано с меньшей величиной теплоты парообразования спирта.

На рис. 3.16б приведена зависимость скорости роста сухих пятен от плотности теплового потока при кипении воды. Из рисунка видно, что величина  $dR_{cn}/dt$  практически линейно растет с увеличением теплового потока. В предкризисной области величина скорости роста сухих пятен может превышать значение 0.6 м/с.



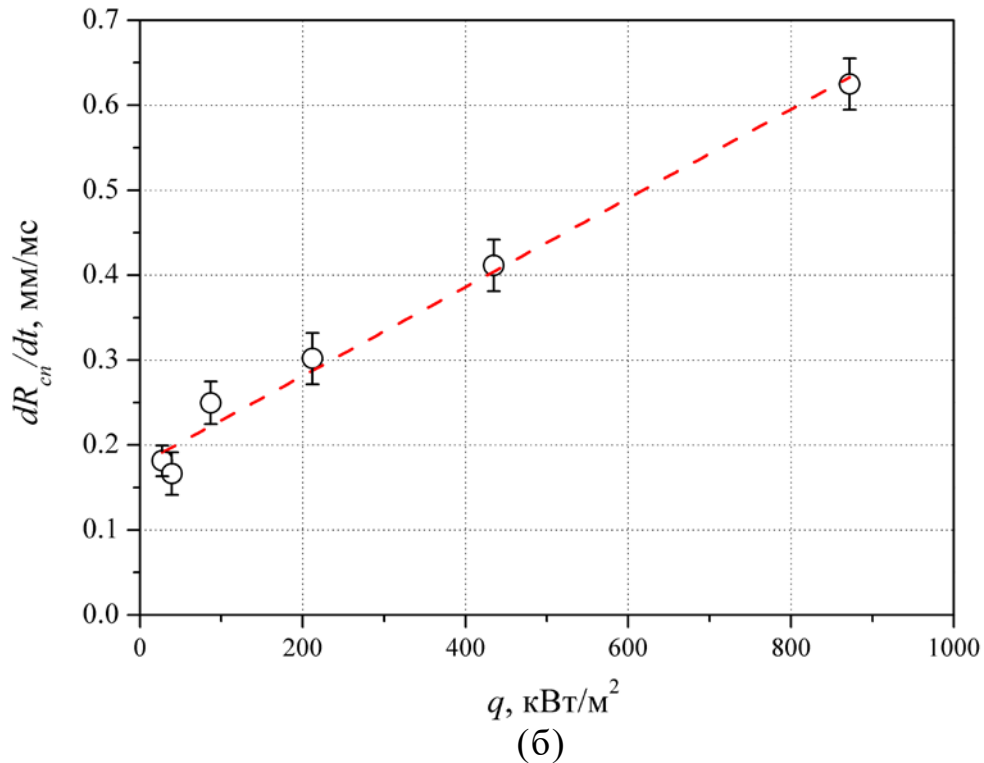


Рисунок 3.16 – (а) Зависимость радиуса сухого пятна от времени для различных центров парообразования и тепловых потоков; (б) зависимость скорости роста сухого пятна от плотности подводимого теплого потока при кипении воды.

Используя тепловой баланс, в первом приближении можно оценить время полного испарения микрослоя:

$$t_{\text{исп}} = \frac{\rho_{\text{жс}} \cdot r \cdot \delta_{\text{мс}}}{q}. \quad (3.7)$$

В данном случае предполагается, что величина теплового потока, подводимого к жидкости в области микрослоя, полностью расходуется на ее испарение и равна величине подводимого тепла на единицу площади нагревателя. Также предполагается, что жидкость в области микрослоя неподвижна, то есть единственным механизмом изменения его толщины является испарение. Для проведения оценок по выражению (3.7) можно обратиться к результатам работ [100, 103, 107], в которых с помощью метода

лазерной интерферометрии было показано, что средняя толщина микрослоя при кипении воды и этилового спирта составляет 4 мкм и 3 мкм, соответственно. Результаты оценки величины  $t_{исп}$  показывают, что она составляет порядка 90 мс для воды и 40 мс для этилового спирта в области малых тепловых потоков. В то же время экспериментально полученные в настоящей работе средние значения времени испарения микрослоя для двух жидкостей составляют 9 мс и 2 мс, соответственно (рис. 3.12). Такое значительное различие, очевидно, может быть объяснено тем, что локальная плотность теплового потока в области микрослоя  $q_{мс}$  во много раз, превышает среднее значение подаваемого теплового потока  $q$ , как это было показано ранее.

Оценить плотность локального теплового потока в области микрослоя можно на основании предположении о том, что данный тепловой поток определяется теплопроводностью слоя жидкости в микрослое, и, следовательно, время полного испарения можно записать в виде:

$$t_{исп} = \frac{\rho_{ж} \cdot r \cdot \delta_{мс}^2}{2\lambda_{ж} \cdot (T_c - T_{нас})}, \quad (3.8)$$

где значения  $T_c$  были получены на основе данных ИК-термографии. Времена полного испарения микрослоя, рассчитанные по данному выражению - 6 мс для воды и 1 мс для этилового спирта, близки к полученным опытным результатам. Однако оценка соответствующей плотности теплового потока в области микрослоя показывает, что среднее значение данной величины для воды должно составлять не менее 1400 кВт/м<sup>2</sup>. В то же время, средние значения, восстановленные по данным ИК-термографии, полученным в настоящей и других работах ([162, 191]), методом решения обратного нестационарного уравнения теплопроводности, составляют не более 1000 кВт/м<sup>2</sup> (рис. 3.9).

Для объяснения причины расхождения следует обратиться к результатам [191]. В этой работе авторы проводили расчет теплового потока в области микрослоя тремя различными способами:

- как количество теплоты, которое обеспечивает скорость изменения толщины микрослоя, наблюдаемую по данным лазерной интерферометрии;
- путем решения трехмерного нестационарного уравнения теплопроводности на основе данных температурного поля поверхности нагревателя, полученных методом ИК-термографии;
- путем решения одномерного стационарного уравнения теплопроводности через слой жидкости заданной толщины.

Авторами было показано, что значения, полученные первыми двумя способами, согласуются друг с другом, в то время как значения, полученные третьим способом, оказываются на порядок выше. Это говорит о том, что существует физический эффект (помимо теплопроводности тонкого слоя жидкости), заметно лимитирующий перенос теплоты через микрослой от перегретой поверхности к паровому пузырю.

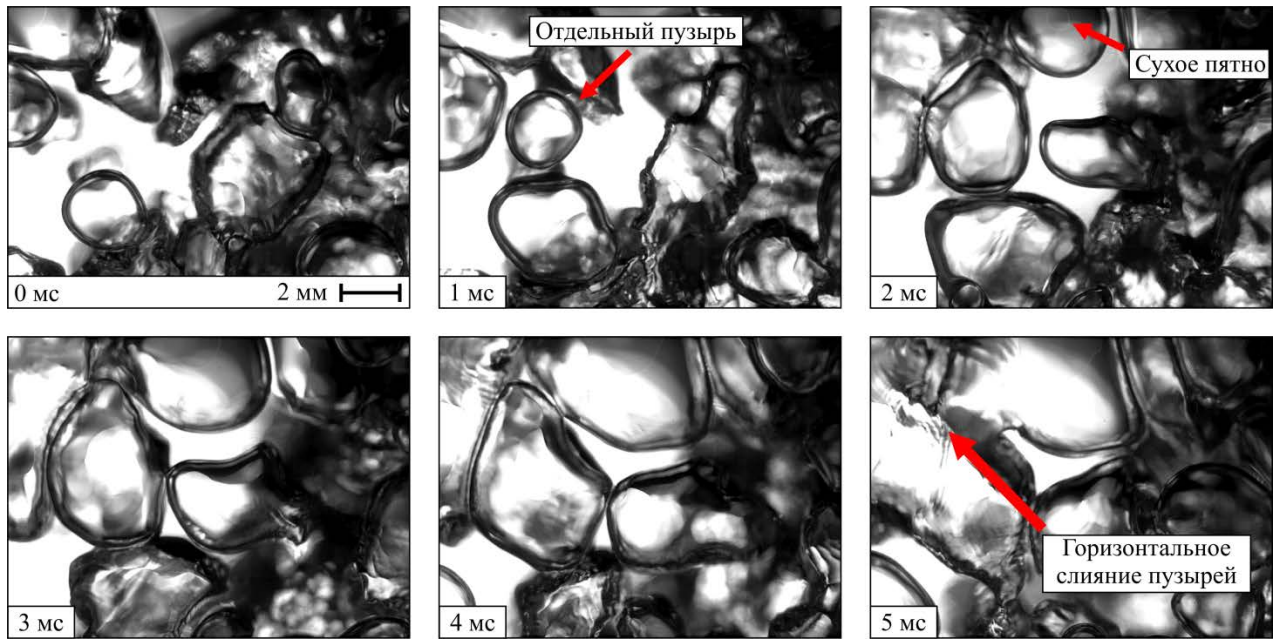
В более поздней работе [192] авторы на основе экспериментальных данных, полученных в работах [103, 191], показали, что поток тепла через микрослой зависит от так называемого «сопротивления испарению», связанного с молекулярной динамикой процесса испарения на границе раздела жидкость-пар. Поэтому для точного описания эволюции микрослоя необходимо учитывать одновременно молекулярно-кинетический эффект, связанный с интенсивным испарением жидкости, термическое сопротивление слоя жидкости и реальную форму микрослоя с движением жидкости в нем.

### 3.5.3 Динамика парообразования при развитом кипении жидкостей в области высоких тепловых потоков

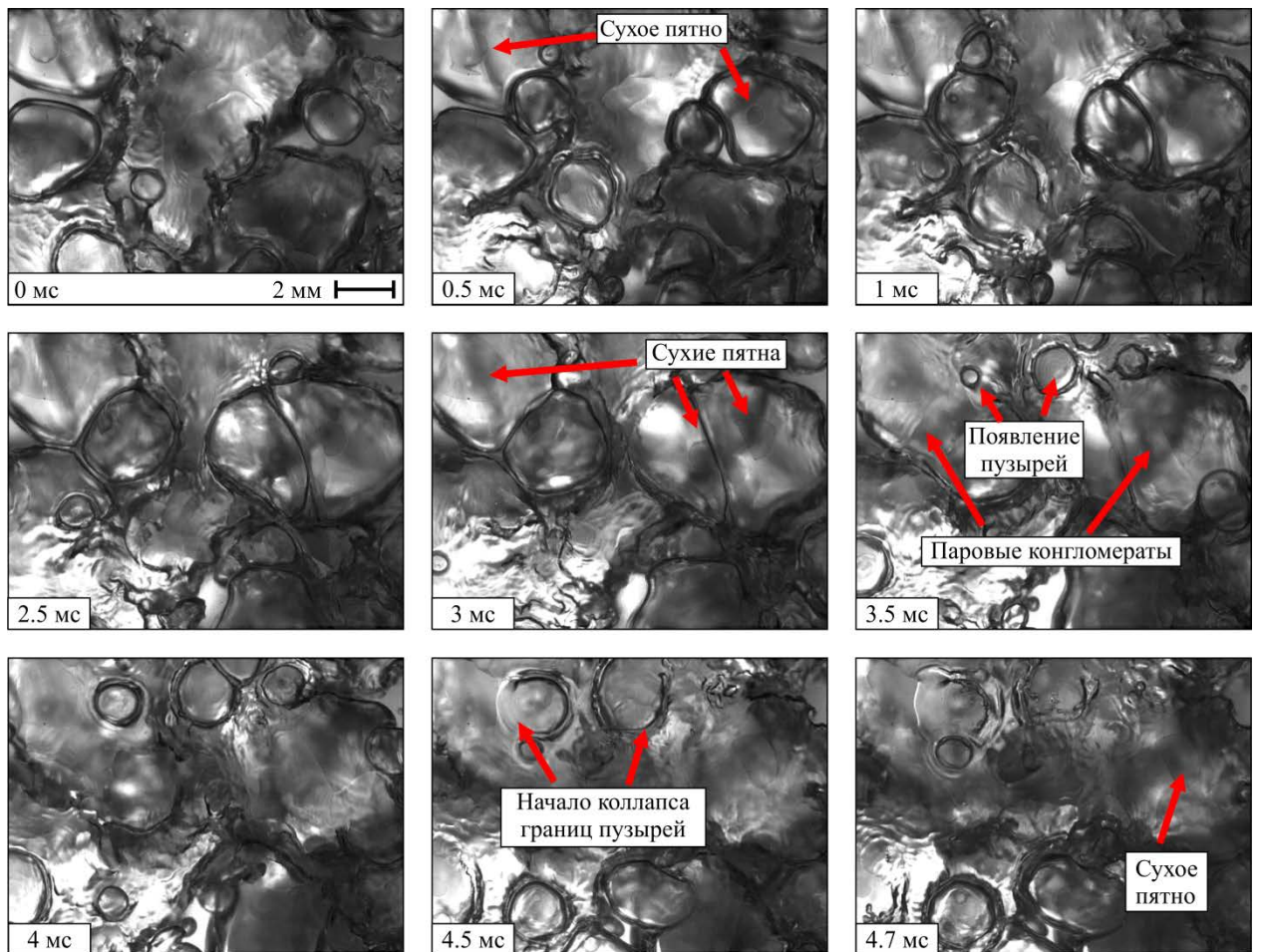
Кадры высокоскоростной визуализации кипения воды при тепловых потоках  $q = 435 \text{ кВт/м}^2$  и  $872 \text{ кВт/м}^2$  в различные моменты времени представлены на рис. 3.17. Из анализа полученных видеоданных следует, что при кипении в области средних тепловых потоков ( $q = 435 \text{ кВт/м}^2$ , рис. 3.17а), как и в случае кипения в области малых тепловых потоков, можно отчетливо различить отдельные паровые пузыри, формирующиеся на поверхности нагрева, и границы тройной контактной линии в их основании при образовании сухих пятен.

При высокой плотности центров парообразования происходит слияние некоторых соседних пузырей. Течения, формирующиеся после отделения паровой фазы от поверхности, влияют на соседние растущие паровые пузыри, вследствие чего они достаточно быстро теряют симметричную относительно основания форму. После отрыва паровой фазы происходит быстрое замывание сухих пятен. Дальнейшее увеличение плотности теплового потока ( $q = 872 \text{ кВт/м}^2$ , рис. 3.17б), приводит к тому, что уже в начале стадии роста паровых пузырей соседние центры начинают существенным образом влиять друг на друга, объединяясь и образуя крупные паровые конгломераты. При этом видно, что для подавляющего числа пузырей динамика отрыва паровой фазы от нагревательной поверхности изменяется по сравнению с поведением пузырей на стадии отрыва в области малых тепловых потоков (Раздел 3.5.1). В частности, анализ показывает, что внешняя граница парового пузыря в определенный момент времени на стадии роста быстро теряет устойчивость и исчезает в короткий промежуток времени (4.5 – 4.7 мс на рис. 3.17б). Такой коллапс растущих паровых пузырей, по всей видимости, вызван их слиянием с формирующимся вблизи тепловыделяющей поверхности так называемым «паровым облаком».





(a)



(б)

Рисунок 3.17 – Кадры высокоскоростной видеосъемки с нижней стороны прозрачного нагревателя динамики парообразования при развитом кипении воды: (а)  $q = 435 \text{ кВт/м}^2$ ; (б)  $q = 872 \text{ кВт/м}^2$ .

Действительно, как показывает сравнительный анализ скорости роста парового пузыря до его отрыва  $u_p$  и скорости всплытия пузыря  $u_o$ , вычисленной согласно оценочному выражению [62, 193]:

$$u_o = 1.5^4 \sqrt{\frac{g\sigma(\rho_{жс} - \rho_n)}{\rho_{жс}^2}}, \quad (3.9)$$

в области высоких тепловых потоков при кипении воды величина  $u_p$  более чем в 4 раза превышает величину  $u_o$ . Анализ опытных данных при  $q = 872 \text{ кВт/м}^2$  показывает, что время роста парового пузыря  $\tau_p$  и время его повторного появления на поверхности  $\tau_o$  при кипении воды в области высоких тепловых потоков сравнимы друг с другом (2 и 4 мс, соответственно). В результате всплывающие паровые пузыри за время  $\tau_o + \tau_p$  не успевают отдалиться на достаточное расстояние от поверхности нагрева и сливаются с новыми растущими пузырями, что приводит к быстрой потере устойчивости и схлопыванию границы растущего парового пузыря. Как итог такого слияния, на некотором расстоянии от поверхности нагревателя появляется область с максимальным паросодержанием – «паровое одеяло», в соответствии с терминологией, предложенной в работах [70, 71].

С использованием данных по скорости и времени роста парового пузыря можно оценить расстояние от поверхности нагрева, на котором происходит описанное слияние пузырей и вышерасположенной паровой фазы:

$$h_n = u_p \tau_p. \quad (3.10)$$

При проведении такой оценки также необходимо учитывать несимметричность формы растущего парового пузыря (неравенство поперечного диаметра парового пузыря и его «высоты»), что было экспериментально показано различными авторами при визуализации

динамики роста и отрыва отдельных паровых пузырей с боковой стороны. В частности, в работе [103] при кипении насыщенной воды при атмосферном давлении было показано, что паровой пузырь на стадии роста имеет приплюснутую форму, и его вертикальный размер составляет 70-80% от поперечного размера.

В результате проведенных оценок величина  $h_n$  при кипении воды ( $q = 872 \text{ кВт/м}^2$ ) составляет порядка 1 мм. Полученная величина согласуется с результатами работы [194], в которой с помощью зондовой методики было показано, что в предкризисном режиме кипения насыщенной воды максимальное среднее паросодержание составляет 90 % и достигается на расстояниях 0.3 – 1 мм от тепловыделяющей поверхности. Таким образом, при кипении воды в области высоких тепловых потоков вследствие слияния растущих и всплывающих паровых пузырей вблизи тепловыделяющей поверхности формируется «паровое одеяло». При этом подпитка данной зоны происходит за счет пузырей, образующихся в одних и тех же местах нагревательной поверхности и действующих по сути как периодические паровые столбы.

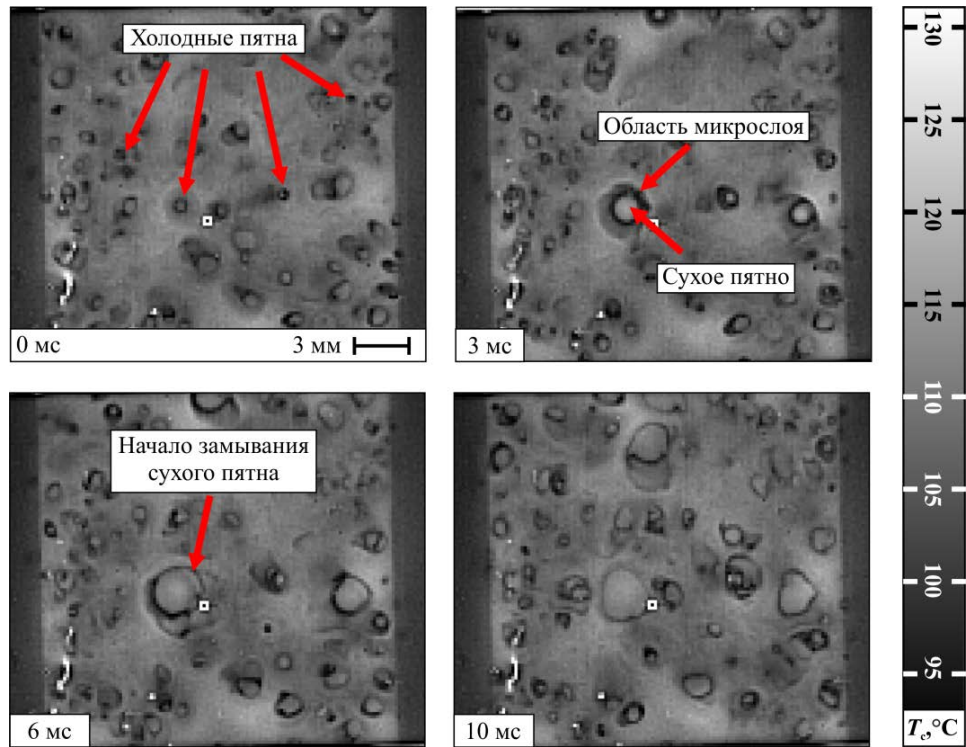
Также на рис. 3.17б наблюдается формирование в основании паровых пузырей растущих сухих пятен, которые замываются после отрыва паровой фазы окружающей жидкостью. Однако помимо одиночных сухих пятен на поверхности тепловыделения в области высоких тепловых потоков при кипении воды также наблюдается слияние соседних пятен и образование коагулированных осушенных областей. Такие крупные осушенные области могут достаточно продолжительное время (вплоть до 6 мс) существовать на поверхности до их замывания.

Вышеописанная картина динамики пристенного двухфазного слоя при кипении воды в области высоких тепловых потоков близка к опытным наблюдениям авторов работы [195]. В данной работе с использованием методики полного внутреннего отражения авторы при развитом пузырьковом кипении насыщенной воды на поверхности сапфировой подложки также

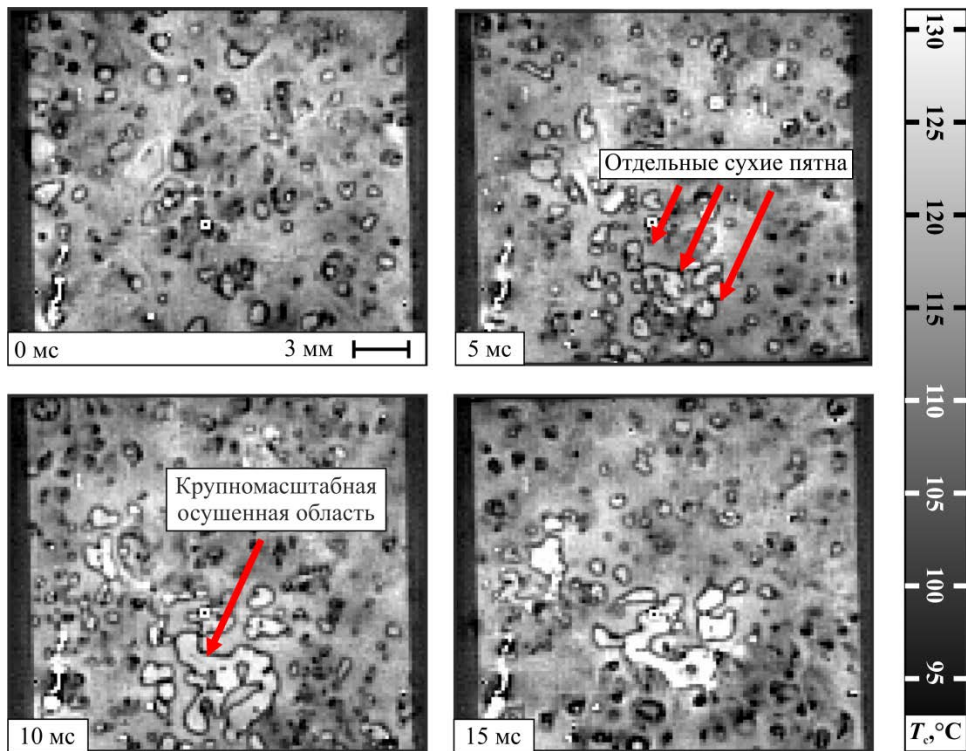
наблюдали образование крупномасштабной осушенной области на нагревателе вследствие слияния отдельных сухих пятен. При этом авторы отмечают, что при кипении в предкризисных режимах происходит лишь частичное замывание осушенной области, появление паровых пузырей на ее границе приводит к поддержанию некоторого постоянного размера сухих пятен ( $\sim 5$  мм). Достижение критической плотности теплового потока соответствует неконтролируемому разрастанию сухого пятна.

Необходимо отметить, что существование постоянно осушенной области на поверхности нагревателя, продемонстрированное в работе [195] при кипении воды, может быть связано с условиями проведения экспериментов, а именно с малым размером нагревателя ( $9 \times 5$  мм<sup>2</sup>), ограниченными боковыми стенками. Наличие стенок может приводить к задержке паровой фазы, что, в свою очередь, существенным образом усложняет подток окружающей жидкости к поверхности нагревателя при кипении в области высоких тепловых потоков ([179]). В экспериментах, проведенных в рамках настоящего исследования, показано, что в предкризисной области при кипении воды происходит полное замывание сухих пятен, в том числе, долгоживущих и образующихся в результате слияния нескольких близлежащих осушенных зон.

С использованием высокоскоростной термографической съемки в работе также была изучена эволюция температурного поля нагревателя при кипении воды в области средних и высоких тепловых потоков (рис. 3.18).



(a)



(б)

Рисунок 3.18 – Кадры высокоскоростной термографической съемки поверхности нагревателя при развитом кипении воды: (а)  $q = 447 \text{ кВт/м}^2$ ; (б)  $q = 850 \text{ кВт/м}^2$ .

На представленных термограммах видно, что на тепловыделяющей поверхности в процессе кипения существуют темные пятна («холодные пятна») и светлые области, ограниченные темной линией. Как было ранее показано в разделе 3.2 «холодные пятна» являются температурными откликами на появление на поверхности нагревателя отдельных паровых пузырей. Светлые области, ограниченные темными линиями, это растущие на поверхности паровые пузыри, где светлая область - область сухого пятна, а темная линия с наименьшей температурой – область микрослоя жидкости. Начало размытия темной линии, опоясывающей сухое пятно, соответствует моменту времени начала стадии отрыва парового пузыря. Анализ также показывает, что в диапазоне средних тепловых потоков на стадии отрыва пузыря область сухого пятна быстро коллапсирует. При этом температура в области сухих пятен не сильно отличается от температуры окружающей жидкости, а максимальные размеры осушенных зон не превышают 3.5 мм, что согласуется с данными высокоскоростной визуализации.

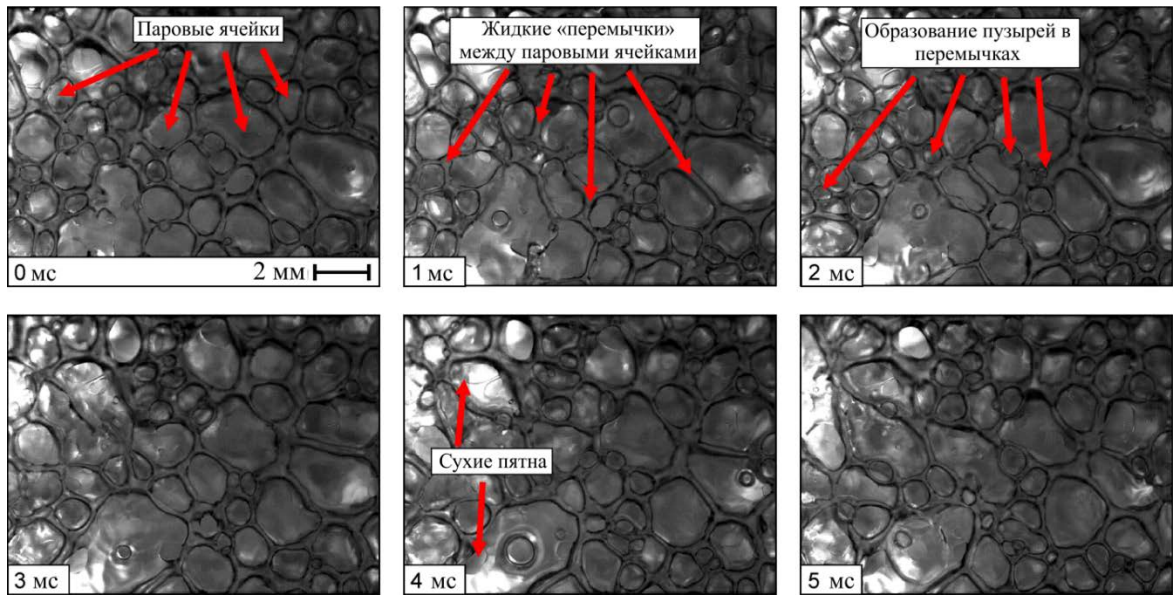
В области высоких тепловых потоков, как показывает анализ данных ИК-термографии (рис. 3.18б), количество «холодных пятен» увеличивается, что соответствует повышению плотности центров парообразования при росте величины  $q$ . При этом в подавляющем большинстве паровые пузыри достаточно быстро коллапсируют в короткий промежуток времени (~2-3 мс) после момента появления, и поэтому размеры области сухих пятен не достигают больших размеров, как в случае кипения жидкости в области средних тепловых потоков. В то же время, иногда в некоторых центрах парообразования все же формируются более крупные области сухих пятен, в том числе из-за слияния сухих пятен от соседних паровых пузырей. В отличие от средних тепловых потоков, эти сухие пятна не замываются в течение относительно длительного времени. В частности, на кадрах видеосъемки, представленной на рис. 3.17б, время жизни сухих пятен под паровыми пузырями составило до 6 мс. Более того температура в области

сухих пятен растет со временем и может превышать среднюю температуру поверхности на 10-30 °С.

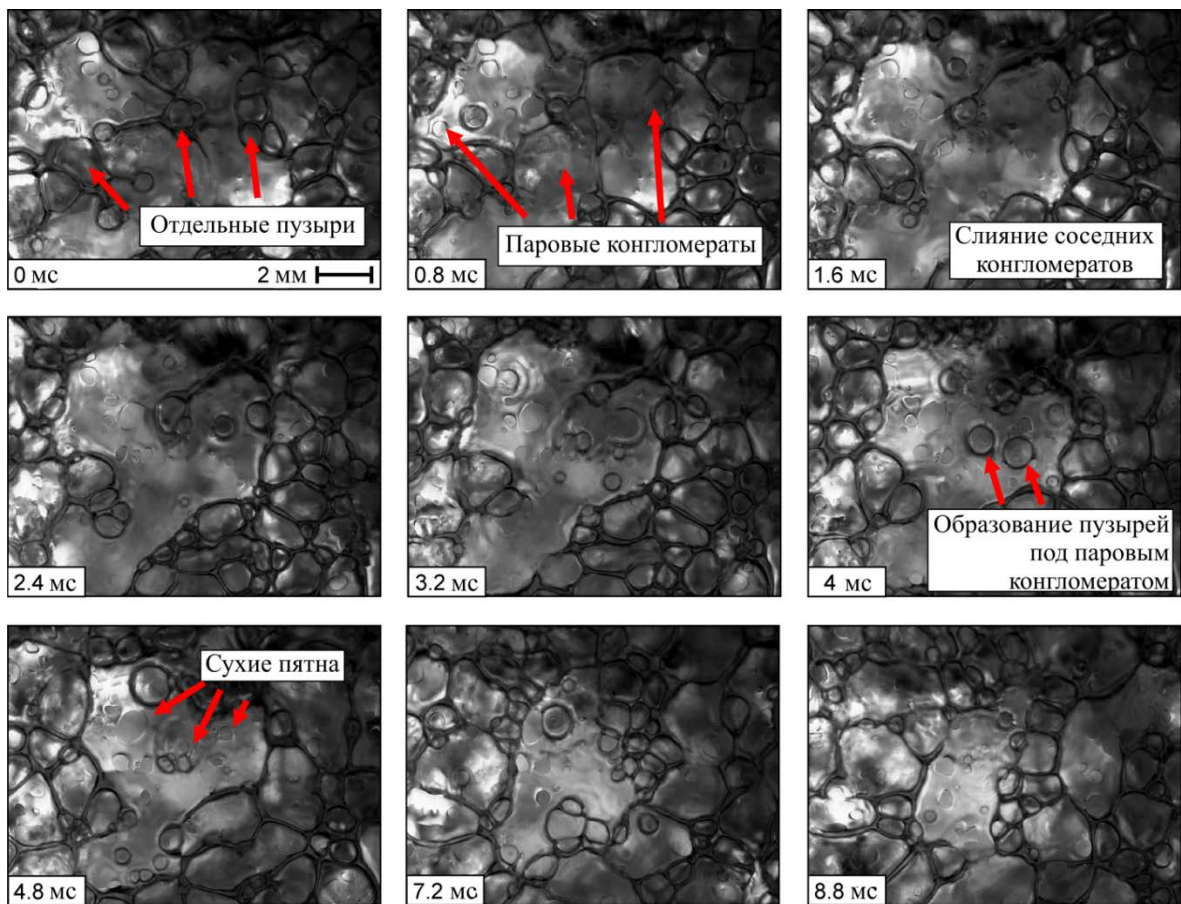
На основе анализа полученных данных справедливо предположить, что наступление кризиса кипения, как предлагается в ряде работ, является не чем иным, как неконтролируемым увеличением площади сухих пятен и повышением температуры в их области. Другими словами, момент наступления кризиса пузырькового кипения - это момент потери тепловой устойчивости сухих пятен на поверхности нагревателя под крупными паровыми образованиями.

Очевидно, что проблема устойчивости зон с ухудшенным теплообменом затрагивает многие масштабные аспекты процесса, включая теплообмен в области контактной линии на межфазной границе, динамику двухфазного слоя вблизи поверхности нагревателя, которая определяет подпитку жидкости из внешних слоев и микрогидродинамику процесса и, соответственно, теплообмен в области макро- и микрослоев. Полученная в исследовании новая экспериментальная информация может быть использована для разработки современных модельных подходов при теоретическом описании физических процессов при развитии пузырькового кипения жидкости, в том числе в предкризисных режимах.

В случае кипения этилового спирта в области средних и высоких тепловых потоков картина динамики парообразования отличается от кипения воды. Так, при кипении этилового спирта в области средних тепловых потоков ( $q = 158 \text{ кВт/м}^2$ ) (рис. 3.19а) на поверхности тепловыделения наблюдается упорядоченная структура из паровых ячеек, разграниченных своеобразными жидкими «перемычками», которые напоминают так называемые границы Плато в мыльных пленках и пенах. Данные перемычки имеют практически постоянный во времени поперечный размер порядка 0.12 мм. При этом средний размер наблюдаемых паровых ячеек варьируется в диапазоне от 0.7 до 1.7 мм.



(a)



(б)

Рисунок 3.19 – Кадры высокоскоростной видеосъемки с нижней стороны прозрачного нагревателя динамики парообразования при развитом кипении этанола: (а)  $q = 158 \text{ кВт/м}^2$ ; (б)  $q = 246 \text{ кВт/м}^2$ .



Детальный анализ данных высокоскоростной визуализации показывает, что между паровыми «ячейками» и нагревательной поверхностью существует тонкий слой жидкости, а их связь с поверхностью осуществляется за счет сухих пятен. В динамике картина выглядит следующим образом. Как правило, новые паровые пузыри образуются в заданных центрах парообразования, расположенных преимущественно в области жидких перемычек. Это, по-видимому, связано с тем, что в области тонкой пленки жидкости под крупными паровыми образованиями при данных температурных напорах кипение подавляется. В период роста под паровыми пузырями появляются сухие пятна. На следующем этапе происходит каскадное слияние соседних паровых образований, мигрирующих по поверхности нагревателя, в результате чего образуются крупные паровые конгломераты, чей размер может достигать 3-4 мм. В основании таких паровых конгломератов могут наблюдаться несколько сухих пятен, сформировавшихся под разными паровыми пузырями. Интересной особенностью является то, что замывание сухих пятен происходит либо в результате подтока жидкости при слиянии паровых пузырей, либо при отрыве паровых образований от поверхности.

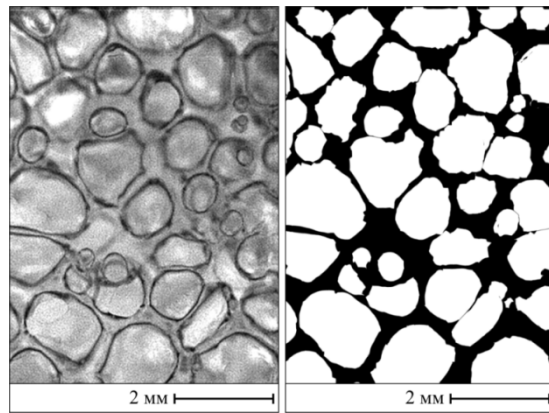
Дальнейшее повышение плотности теплового потока ( $q = 246 \text{ кВт/м}^2$ ) (рис. 3.19б) приводит к существенному увеличению числа образующихся паровых пузырей в единицу времени, а также к увеличению размера крупных паровых конгломератов, которые могут достигать размеров до 10 мм. Важным отличием от кипения в области средних тепловых нагрузок является то, что помимо появления новых пузырей в области жидких перемычек, активное парообразование наблюдается также в тонком пристеночном слое жидкости непосредственно под крупными паровыми конгломератами. Растущие в тонкой пленке жидкости паровые пузыри быстро коллапсируют (продолжительность их жизни не превышает 1 мс), а на их месте остаются сухие пятна. Также сухие пятна под крупными паровыми конгломератами появляются в результате слияния с соседними паровыми пузырями. В

результате под крупными конгломератами наблюдается формирование многочисленных осушенных зон, размер которых составляет 0.3-1.2 мм. При слиянии нескольких сухих пятен могут формироваться более крупные осушенные области размером порядка 4 мм, которые существуют на поверхности вплоть до начала отрыва паровой фазы и их дальнейшего замывания.

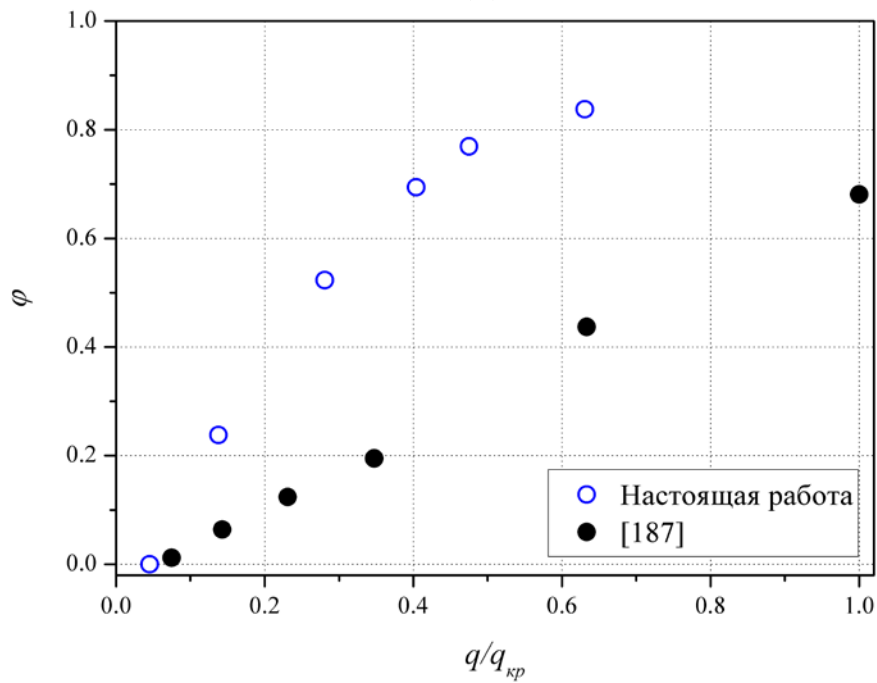
Для понимания картины поведения двухфазного слоя вблизи поверхности нагревателя при развитии пузырькового кипения жидкости принципиальное значение также имеет информация о распределении локального паросодержания вблизи теплообменной поверхности. Полученные в настоящей работе результаты визуализации кипения спирта позволили провести оценку данной величины. Для этого для выделенного кадра рассчитывалось соотношение площади поверхности под паровыми пузырями и конгломератами к общей площади нагревателя. Для более точного подсчета площади над поверхностью занятой паровой фазой с использованием графического редактора полученные кадры переводились в двухбитовый (черно-белый) формат (рис. 3.20а). Анализ проводился по 100 кадрам для каждого теплового потока с временным шагом 1 мс.

На рис. 3.20б представлена эволюция величины относительного паросодержания  $\phi$  вблизи поверхности нагрева в зависимости от плотности теплового потока. Видно, что с ростом плотности теплового потока относительное паросодержание повышается и достигает величины 0.83 при значении  $q/q_{кр} \approx 0.6$  (величина  $q_{кр}$  была оценена по модели Кутателадзе-Зубера [62]). Также на рисунке представлены опытные данные работы [187], в которой был проведен анализ паросодержания непосредственно на поверхности сапфировой подложки (то есть измерялось отношение общей площади сухих пятен к площади нагревателя) при кипении этилового спирта вплоть до момента развития кризиса кипения. Из сравнения видно, что данные настоящей работы во всем диапазоне исследованных тепловых нагрузок лежат выше данных работы [187], что связано с тем, что

максимальное паросодержание при кипении достигается на некотором удалении ( $h_n$ ) от поверхности нагрева.



(а)



(б)

Рисунок 3.20 – (а) Пример обработки данных высокоскоростной визуализации для определения относительного паросодержания при пузырьковом кипении этилового спирта; (б) зависимость относительного паросодержания от тепловой нагрузки при пузырьковом кипении этилового спирта.

### 3.5 Выводы к третьей главе

Проведено комплексное исследование взаимосвязи локальных и интегральных характеристик теплообмена и динамики парообразования при пузырьковом кипении воды и этилового спирта в широких диапазонах изменения тепловых потоков с помощью современных экспериментальных методик, включая использование специальной конструкции прозрачного нагревателя. Исследована структура двухфазного слоя вблизи тепловыделяющей поверхности при кипении воды и этилового спирта в области высоких тепловых нагрузок. Изучены особенности эволюции сухих пятен и относительного паросодержания в области предкризисных тепловых потоков. На основе анализа полученных экспериментальных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Стадия отрыва паровых пузырей при кипении воды и спирта при различных тепловых нагрузках начинается после полного испарения микрослоя жидкости под паровым пузырем. При этом отрывной диаметр и скорость роста паровых пузырей при заданной тепловой нагрузке для различных центров парообразования могут существенно изменяться, что связано с различным порогом активации центров. В то же время, в относительных координатах  $(D/D_{omp}, t/t_{omp})$  данные по динамике роста парового пузыря и эволюции области микрослоя, полученные для различных центров и тепловых потоков, совпадают друг с другом. При этом как при кипении воды, так и при кипении этилового спирта, максимальный размер области микрослоя достигает величины  $D_{omp}/2$  для различных тепловых потоков;

2. Для обеих исследованных жидкостей практически на всей стадии роста сухого пятна его размер линейно растет со временем, что свидетельствует о постоянстве скорости расширения сухих пятен под паровыми пузырями на данной стадии.

3. Плотность локального теплового потока, отводимого от поверхности на испарение микрослоя, может весьма значительно превышать значения средней по теплоотдающей поверхности плотности теплового потока. Выявлено, что основной вклад в теплоотдачу при кипении как воды, так и этилового спирта испарение микрослоя вносит на начальной стадии роста парового пузыря;

4. Показано, что картина динамики парообразования при пузырьковом кипении воды и этилового спирта в области высоких тепловых нагрузок заметно отличается. Проведена оценка относительного паросодержания вблизи поверхности теплообмена при кипении этилового спирта. Показано, что данная величина увеличивается с ростом теплового потока и в предкризисных режимах может достигать значения 0.83.

## **Глава 4. Влияние давления на динамику парообразования и теплообмен при пузырьковом кипении воды**

В данной главе приведены результаты экспериментального исследования влияния приведенного давления на интегральные и локальные характеристики теплообмена при пузырьковом кипении воды на линии насыщения в условиях свободной конвекции.

В разделе 4.1 представлено краткое описание методики проведения и условий экспериментов по пузырьковому кипению жидкости при варьировании давления. Результаты исследования влияния давления на особенности динамики парообразования такие, как плотность центров парообразования, характеристики роста и отрыва паровых пузырей, динамика сухих пятен в их основании и т.д. приведены в разделе 4.2. Раздел 4.3 посвящен исследованию интенсивности теплообмена и особенностей эволюции нестационарного температурного поля тепловыделяющей поверхности при пузырьковом кипении жидкости в области субатмосферных давлений.

### **4.1 Методика проведения и условия экспериментов**

Опыты были выполнены с использованием экспериментальной установки, подробное описание и схема которой представлены в главе 2 (рис. 2.1). В качестве рабочей жидкости в экспериментах по пузырьковому кипению в условиях субатмосферных давлений была выбрана деионизированная вода, подготовленная в установке «Merck» Direct-Q 3 UV. Как было указано ранее в разделе 2.2, для предотвращения разрушения нагревательного элемента в ходе понижения давления в данных экспериментах была использована сапфировая подложка диаметром 60 мм и толщиной 3 мм с напыленным тонкопленочным нагревателем на основе ИТО.

Кипение осуществлялось на поверхности сапфира (конфигурация нагревателя «ИТО-сапфир-жидкость», рис. 2.4в).

Очевидно, что при проведении опытов по кипению жидкости в области низких давлений крайне важно правильно рассчитывать условия проведения эксперимента. В настоящей работе в качестве таких условий ( $p$ ,  $T$ ) принимались условия вблизи тепловыделяющей поверхности. Для этого в каждом эксперименте рассчитывалась величина приведенного давления согласно выражению (2.1) и, исходя из табличных данных ([196]), соответствующая температура насыщения рабочей жидкости  $T_{нас}$  и ее основные теплофизические свойства. В работе были изучены особенности пузырькового кипения воды при следующих приведенных давлениях – 8.8 кПа, 22 кПа, 42 кПа, 73 кПа и 103 кПа. В таблице 5 представлены основные теплофизические свойства воды для указанных давлений  $p_c$ .

Таблица 5 – Теплофизические свойства воды при заданных в опытах давлениях.

Величина	$p_c$ , кПа				
	8.8	22	42	73	103
$T_{нас}$ , °C	43.33	62.13	77.03	91.04	100.4
$\rho_{ж}$ , кг/м <sup>3</sup>	990.9	982.1	973.6	964.6	958.0
$\rho_n$ , кг/м <sup>3</sup>	0.060	0.143	0.262	0.440	0.606
$C_p$ , Дж/(кг·°C)	4178.8	4183.9	4193.2	4206.2	4217.2
$r$ , Дж/кг	$2.395 \cdot 10^6$	$2.352 \cdot 10^6$	$2.315 \cdot 10^6$	$2.279 \cdot 10^6$	$2.255 \cdot 10^6$
$\lambda_{ж}$ , Вт/(м·K)	0.635	0.656	0.668	0.676	0.679
$\sigma$ , Н/м	0.069	0.066	0.063	0.061	0.059
$\mu_{ж}$ , Па·сек	$0.614 \cdot 10^{-3}$	$0.452 \cdot 10^{-3}$	$0.368 \cdot 10^{-3}$	$0.311 \cdot 10^{-3}$	$0.281 \cdot 10^{-3}$

## 4.2 Динамика парообразования

В первую очередь, для выявления качественных закономерностей влияния понижения приведенного давления на динамику парообразования при пузырьковом кипении жидкости была проведена скоростная визуализация процесса с боковой стороны нагревательной поверхности. На рис. 4.1 представлены кадры высокоскоростной видеосъемки процесса кипения воды при трех различных значениях давления ( $p_c = 8.8, 42, 103$  кПа) и сравнительно небольшой плотности теплового потока ( $q = 40$  кВт/м<sup>2</sup>), которая для всех рассмотренных случаев соответствует режиму отдельных паровых пузырей. Как видно из представленных кадров, с понижением приведенного давления характер кипения жидкости существенным образом меняется. Во-первых, уменьшение величины  $p_c$  приводит к значительному уменьшению количества центров парообразования и увеличению размеров образующихся паровых пузырей. В частности, если при кипении в условиях атмосферного давления на поверхности нагрева существует порядка 5 пузырей с поперечным размером не более 5 мм, то при давлении  $p_c = 8.8$  кПа образуется только один пузырь, поперечный размер которого на момент отрыва превышает размер использованного нагревателя ( $> 50$  мм). Кроме того, понижение давления от 103 кПа до 8.8 кПа приводит к увеличению скорости роста паровых пузырей. В свою очередь, увеличение времен роста и ожидания появления парового пузыря приводит к существенному понижению частоты парообразования при кипении в условиях субатмосферных давлений.



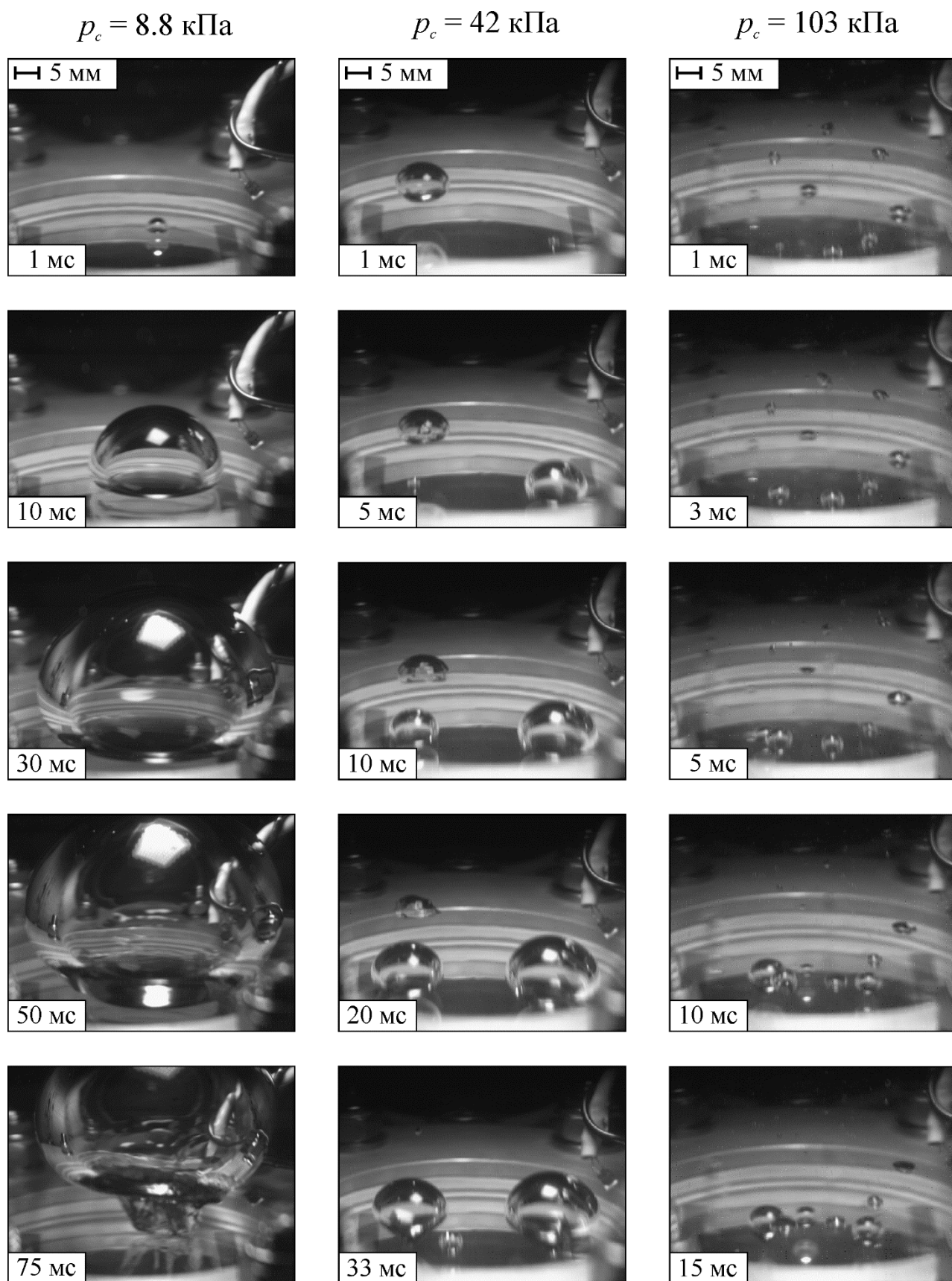


Рисунок 4.1 – Кадры высокоскоростной визуализации с боковой стороны прозрачного нагревателя пузырькового кипения воды в условиях свободной конвекции при различных приведенных давлениях  $p_c$  ( $q = 40 \text{ кВт/м}^2$ ).

Существенные изменения с понижением давления претерпевает также форма образующихся, растущих и отрывающихся от поверхности пузырей. Как видно из рис. 4.1, кипение при атмосферном давлении характеризуется практически сферической формой паровых пузырей на всем продолжении их жизненного цикла. Уменьшение давления приводит к тому, что форма пузырей становится явно «приплюснутой», то есть поперечный размер пузыря начинает превышать его «высоту». Кроме того, как видно из кадров видеосъемки, на которых запечатлен момент отрыва пузыря от поверхности, при давлении  $p_c = 8.8$  кПа пузырь имеет грибообразную форму с выраженной паровой ножкой в его основании.

Анализ литературы, подробно представленный в разделе 1.4, показывает, что описанные выше результаты по влиянию понижения давления на динамику роста и отрыва паровых пузырей при кипении жидкости подтверждают экспериментальные наблюдения ряда других исследователей, полученные также при скоростной визуализации с боковой стороны нагревательной поверхности.

Принципиально новую информацию по динамике парообразования при кипении в области низких давлений, как и в случае кипения при атмосферном давлении, становится возможным получить, благодаря анализу видеоданных, полученных в результате высокоскоростной визуализации с нижней стороны прозрачного нагревательного элемента (рис. 4.2). В частности, на рис. 4.2 отчетливо прослеживаются границы сухих пятен в основании паровых пузырей при парообразовании в условиях понижения давления. Это позволяет провести детальный анализ влияния давления на эволюцию контактной линии жидкость-стенка-пар в основании парового пузыря. Кроме того, с использованием такого способа съемки становится возможным провести более аккуратный количественный анализ влияния давления на плотность центров парообразования при пузырьковом кипении жидкости. Далее будет представлен подробный количественный анализ полученных видеоданных.

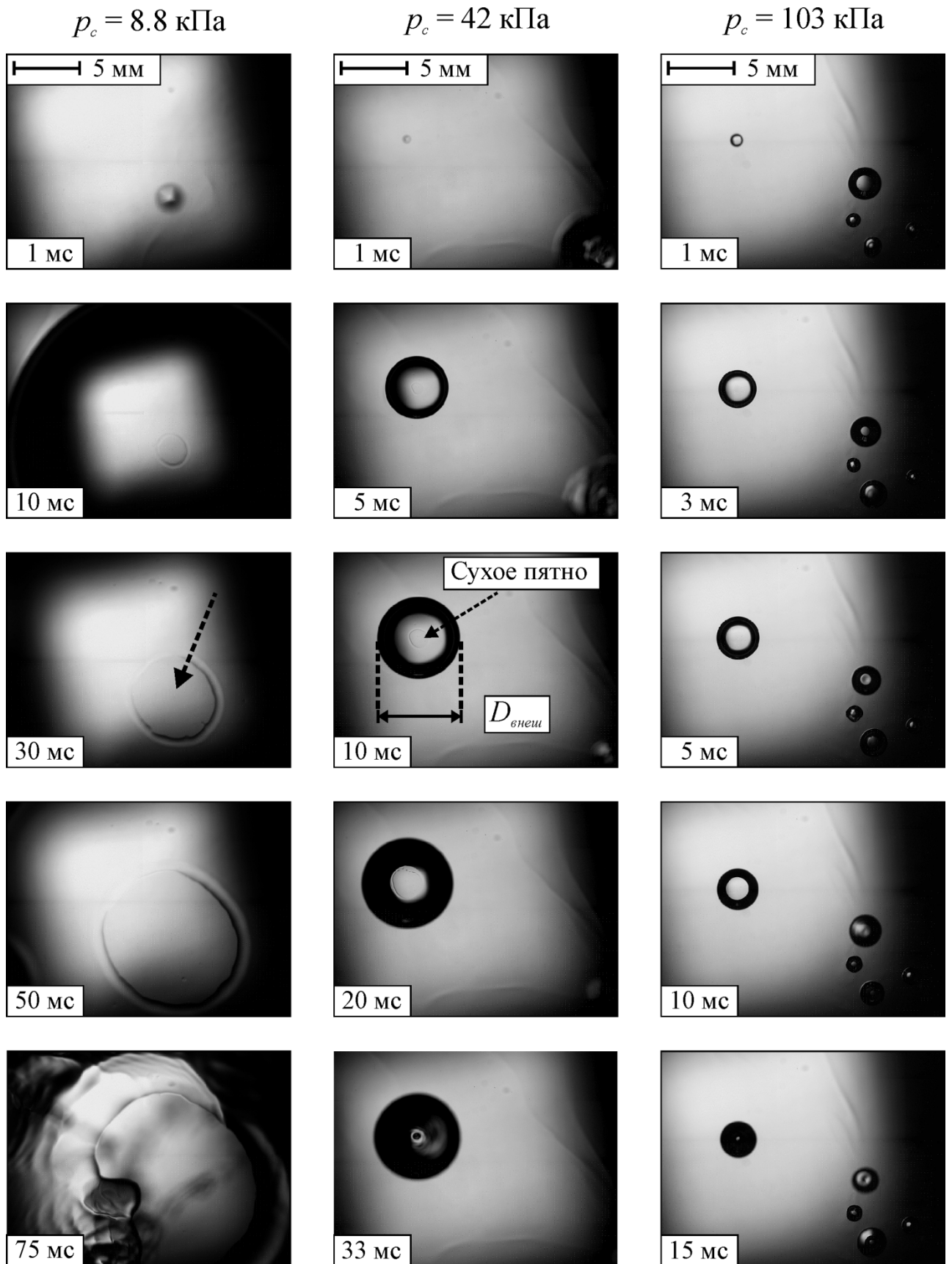


Рисунок 4.2 – Кадры высокоскоростной визуализации с нижней стороны прозрачного нагревателя пузырькового кипения воды в условиях свободной конвекции при различных давлениях  $p_c$  ( $q = 40 \text{ кВт/м}^2$ ).

### 4.2.1 Плотность центров парообразования

В первую очередь, с использованием видеоданных, полученных при съемке с нижней стороны прозрачного нагревательного элемента, был проведен анализ влияния давления на число постоянно действующих центров парообразования при пузырьковом кипении воды. Зависимость величины плотности центров парообразования  $NSD$  от плотности теплового потока  $q$  для рассматриваемых давлений представлена на рис. 4.3.

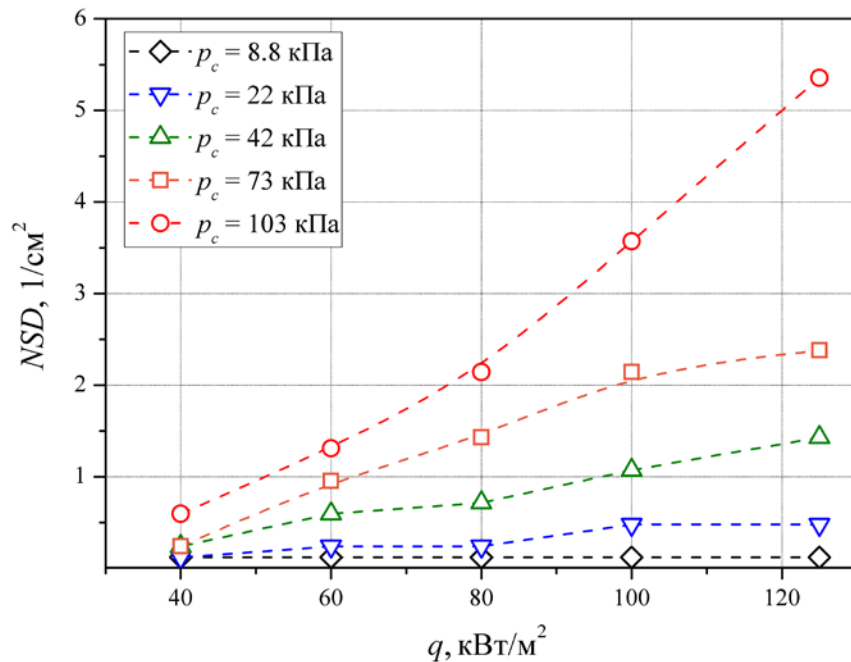


Рисунок 4.3 – Влияние давления на зависимость плотности центров парообразования от плотности теплового потока при пузырьковом кипении насыщенной воды.

Из графика видно, что с понижением давления для заданных тепловых потоков происходит значительное уменьшение величины плотности центров парообразования (до 45 раз при максимальном значении теплового потока). Во-вторых, если в диапазоне давлений 42-103 кПа плотность центров парообразования увеличивается с ростом теплового потока согласно закону:

$$NSD \sim q^n, \quad (4.2)$$

где  $n = 1.5 \div 2$ , то для давлений  $p_c = 8.8$  кПа и  $p_c = 22$  кПа данная величина остается практически постоянной ( $n \rightarrow 0$ ), что связано с тем, что на поверхности нагрева, как правило, возникает только один паровой пузырь.

Как было отмечено в главе 1, на сегодняшний день не существует моделей или подходов к описанию плотности центров парообразования при пузырьковом кипении жидкости в области субатмосферных давлений. Кроме того, в работах, посвященных экспериментальному исследованию особенностей кипения в таких условиях, для зависимости  $NSD(p)$  авторы зачастую приводят результаты только качественных наблюдений. По этой причине сравнение опытных данных настоящей работы с другими работами не представлялось возможным.

Можно предположить, что плотность центров парообразования при кипении жидкости пропорциональна количеству углублений и впадин на поверхности нагрева, размер которых соизмерим с критическим радиусом зародышеобразования  $R_{кр}$ :

$$R_{кр} = \frac{\sigma T_{нас}}{r \rho_n \Delta T}. \quad (4.3)$$

Если, аналогично работе [22] принять, что функция распределения неровностей поверхности по размерам имеет наиболее простой закон ( $\sim R_{кр}^2$ ), то справедливо следующее выражение:

$$NSD = C(q) \cdot \left( \frac{r \rho_n \Delta T}{\sigma T_{нас}} \right)^2. \quad (4.4)$$

Для оценки плотности центров парообразования по выражению (4.4) были использованы опытные данные по перегреву поверхности  $\Delta T$ , полученные с помощью ИК-термографии. Сопоставление результатов расчетов величины  $NSD$  при варьировании давления в изученном диапазоне с

полученными опытными данными для тепловых нагрузок  $q = 80 \text{ кВт/м}^2$  и  $q = 125 \text{ кВт/м}^2$  показано на рис. 4.4.

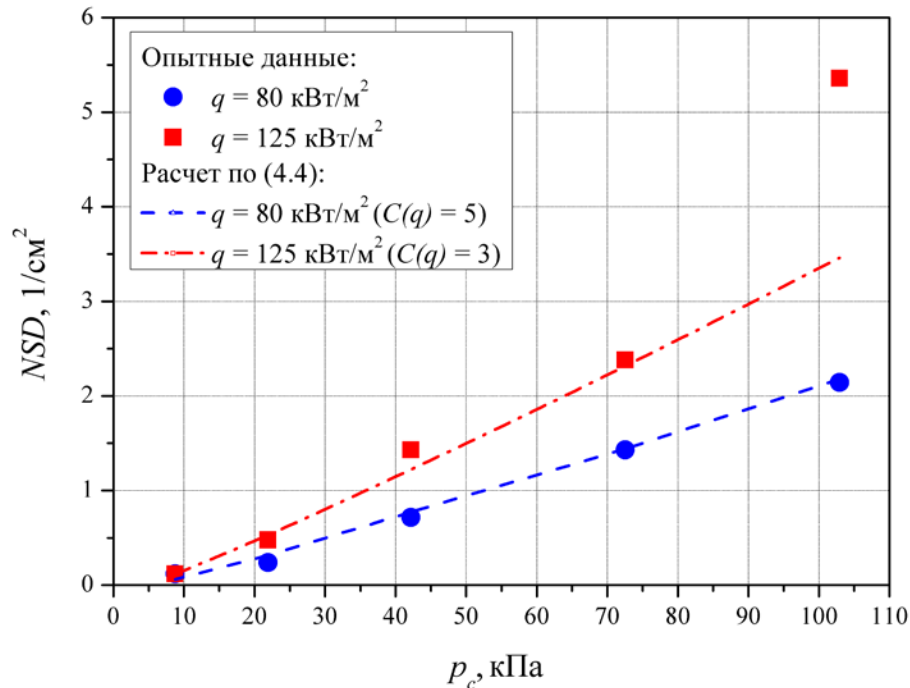


Рисунок 4.4 – Сравнение опытных данных по зависимости  $NSD(p_c)$  и результатов расчета по выражению (4.4).

Как видно из рис. 4.4, для теплового потока  $q = 80 \text{ кВт/м}^2$  плотность центров парообразования линейно уменьшается с понижением приведенного давления и расчет по выражению (4.4) с точностью до 5% предсказывает опытные данные. В случае более высокого теплового потока ( $q = 125 \text{ кВт/м}^2$ ) кривая  $NSD(p_c)$  в диапазоне давлений 8,8 – 73 кПа также имеет линейный вид и описывается выражением (4.4), однако данные, полученные при атмосферном давлении лежат существенно выше расчета.

Безусловно, выражение (4.4) не претендует на точное количественное описание влияния давления на плотность центров парообразования при кипении жидкости. Кроме того, коэффициент  $C(q)$  в (4.4) по сути является эмпирическим подгоночным параметром и его зависимость от плотности подводимого теплового потока остается неоднозначной. В то же время выражение (4.4) учитывает изменение основных теплофизических свойств

рабочей жидкости с понижением давления и может быть использовано для оценки зависимости  $NSD(p_c)$  в режиме неразвитого пузырькового кипения.

#### 4.2.2 Динамика роста и отрыва паровых пузырей

На следующем этапе был проведен анализ эволюции и скорости роста паровых пузырей при кипении воды при различных приведенных давлениях. Для этого с помощью автоматической обработки видеоданных высокоскоростной визуализации с нижней стороны прозрачного нагревателя (Раздел 2.3.2) были определены значения внешнего диаметра паровых пузырей ( $D_{внеш}$ ). Поскольку форма паровых пузырей, образующихся при кипении при низких давлениях, далека от сферической, то на основе данных видеосъемки с боковой стороны нагревательной поверхности были определены поперечный диаметр паровых пузырей ( $D_{внеш}$ ) и их вертикальный размер ( $D_{верт}$ ) (рис. 4.5). Это, в свою очередь, позволило вычислить эквивалентный диаметр паровых пузырей (то есть диаметр сферы, имеющий аналогичный пузырю объем):

$$D_{эkv} = \sqrt[3]{(D_{верт} D_{внеш}^2)}. \quad (4.5)$$

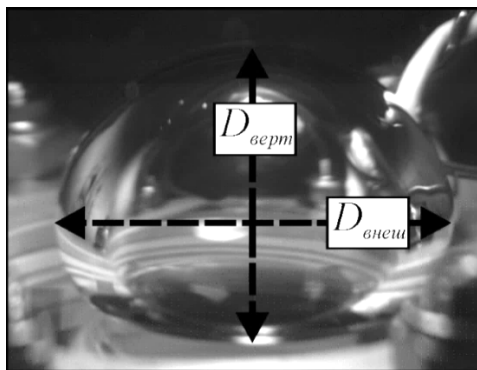
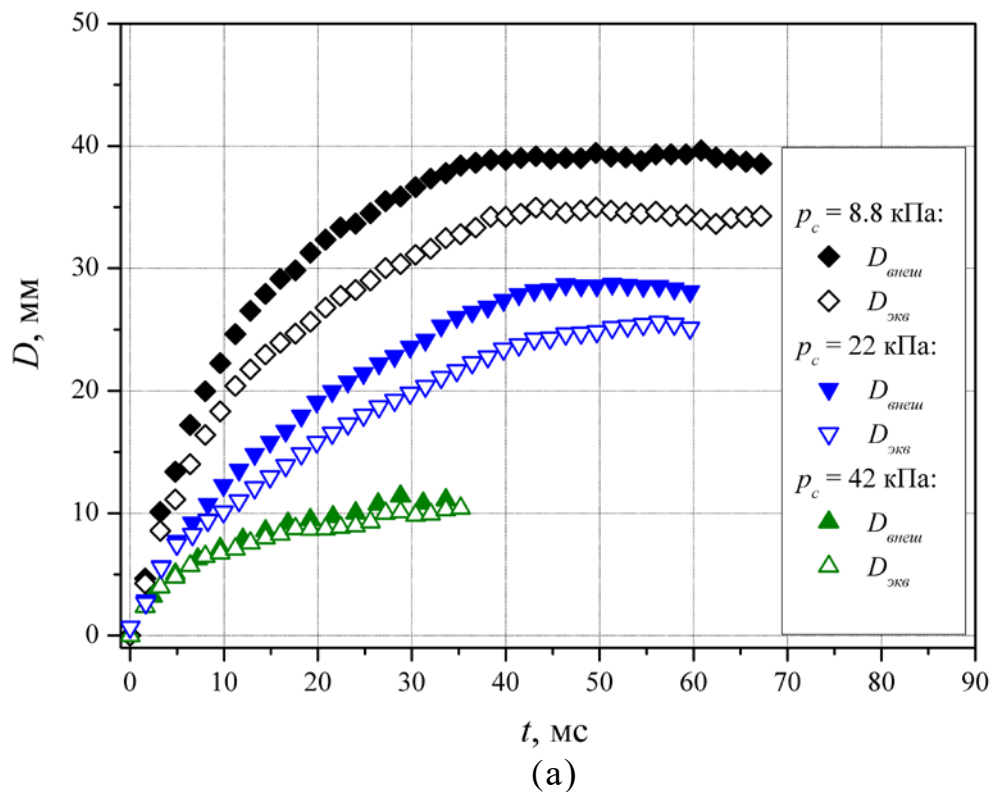


Рисунок 4.5 – Определение эквивалентного диаметра парового пузыря ( $D_{эkv}$ ) при кипении в условиях низких давлений ( $p_c = 8.8$  кПа).

На рис. 4.6 представлены характерные кривые роста внешнего и эквивалентного диаметров паровых пузырей для различных давлений и заданной плотности теплового потока  $q = 40 \text{ кВт/м}^2$ . Из рисунка видно, что с понижением давления скорость роста пузыря и время его контакта с поверхностью нагрева увеличиваются. Также рисунок демонстрирует, что с уменьшением давления увеличивается расхождение величин  $D_{\text{внеш}}$  и  $D_{\text{экв}}$ . В частности, если максимальное расхождение величин  $D_{\text{внеш}}$  и  $D_{\text{экв}}$  при давлении 8.8 кПа составляет более 10%, то для давления 42 кПа данная величина составляет уже 7%, а для атмосферного давления близка к 0%. Этот факт связан с упомянутым ранее приобретением паровым пузырем при низких давлениях полусферической формы за счет действия инерционных сил реакции окружающей жидкости.





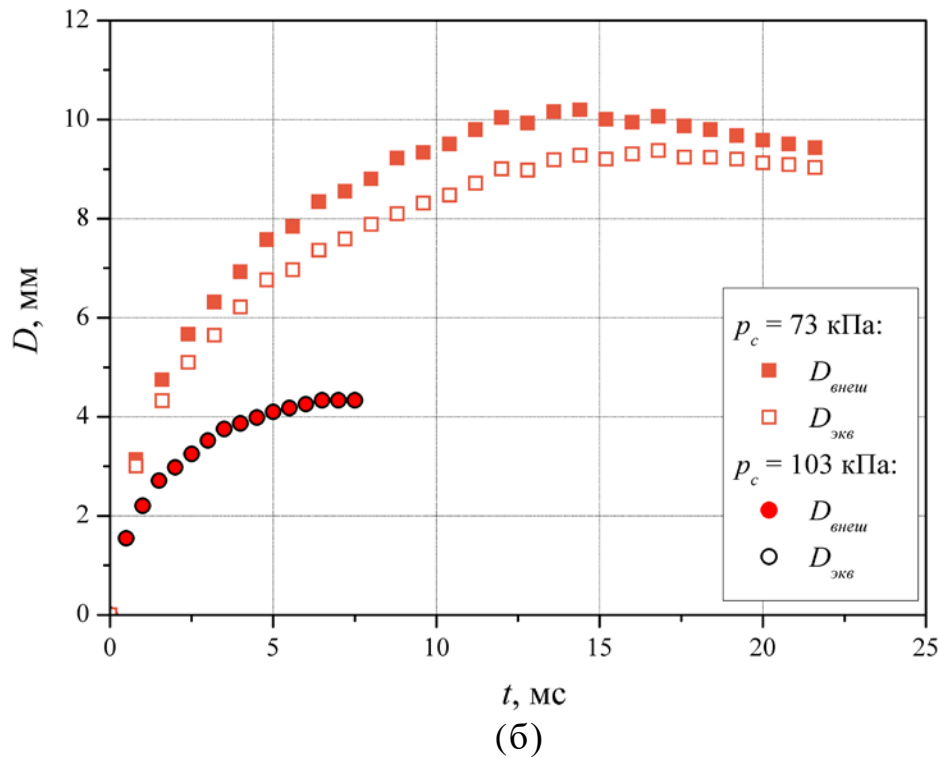


Рисунок 4.6 – Кривые роста внешнего и эквивалентного диаметров паровых пузырей при кипении воды в условиях изменения давления ( $q = 40 \text{ кВт/м}^2$ ):  
 а)  $p_c = 8.8, 22, 42 \text{ кПа}$  б)  $p_c = 73 \text{ и } 103 \text{ кПа}$ .

Для проведения сравнения с представленными в Главе 1 моделями, описывающими рост и отрыв паровых пузырей на обогреваемой стенке, необходимой является информация о величине перегрева поверхности, соответствующей образованию парового пузыря (например, согласно выражениям (1.4) – (1.9)). Для этого с использованием ИК термографии был проведен анализ эволюции локальной температуры тепловыделяющей поверхности в области активного центра парообразования для различных давлений  $p_c$ . Это позволило построить зависимость числа Якоба (Ja) от величины приведенного давления при кипении воды (рис. 4.7). Анализ полученной зависимости показывает, что при понижении давления число Якоба значительно увеличивается вплоть до значений  $Ja \approx 720$  при  $p_c = 8.8 \text{ кПа}$  ( $q = 40 \text{ кВт/м}^2$ ).

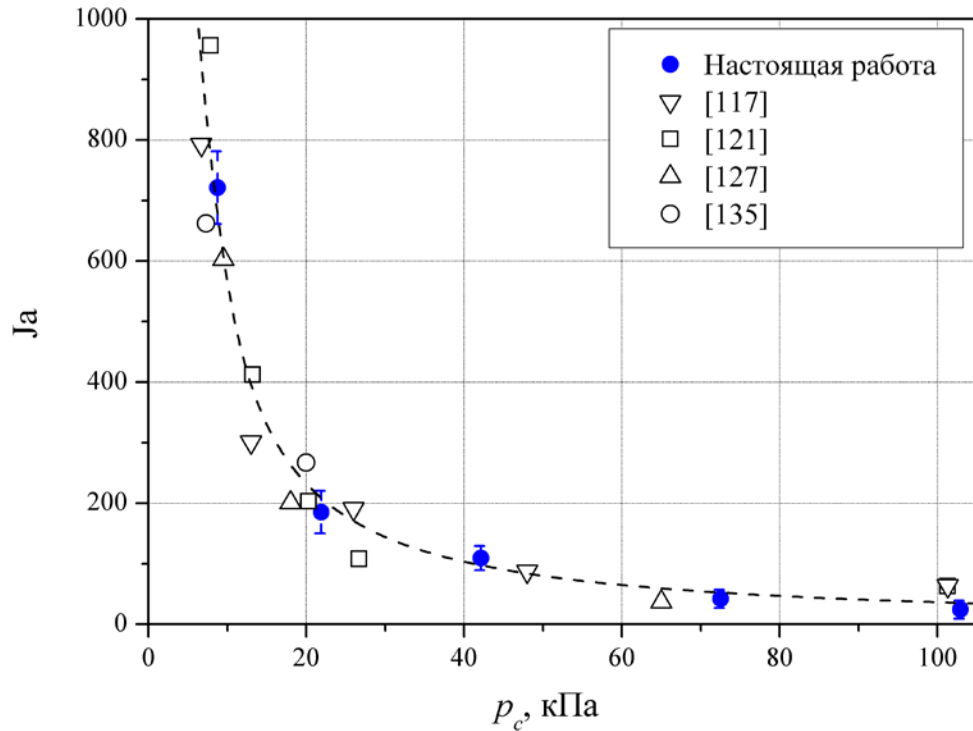


Рисунок 4.7 – Зависимость числа Якоба от давления при пузырьковом кипении воды.

Как было отмечено в главе 1, такое увеличение числа Якоба связано, в первую очередь, со значительным снижением плотности пара  $\rho_n$  при уменьшении приведенного давления (табл. 5). Также некоторый вклад оказывает увеличение перегрева жидкости  $\Delta T$  на момент образования пузыря с понижением давления. Из рис. 4.7 видно, что полученные в настоящей работе данные согласуются с данными других авторов, что, в том числе, подтверждает корректность проведенных измерений температуры поверхности и их последующей обработки.

На рис. 4.8 показано сравнение кривых роста пузырей, полученных при самом наименьшем измеренном ( $p_c = 8.8$  кПа) и атмосферном давлениях, с существующими моделями описания зависимости  $R(t)$ , обзор которых приведен в главе 1.

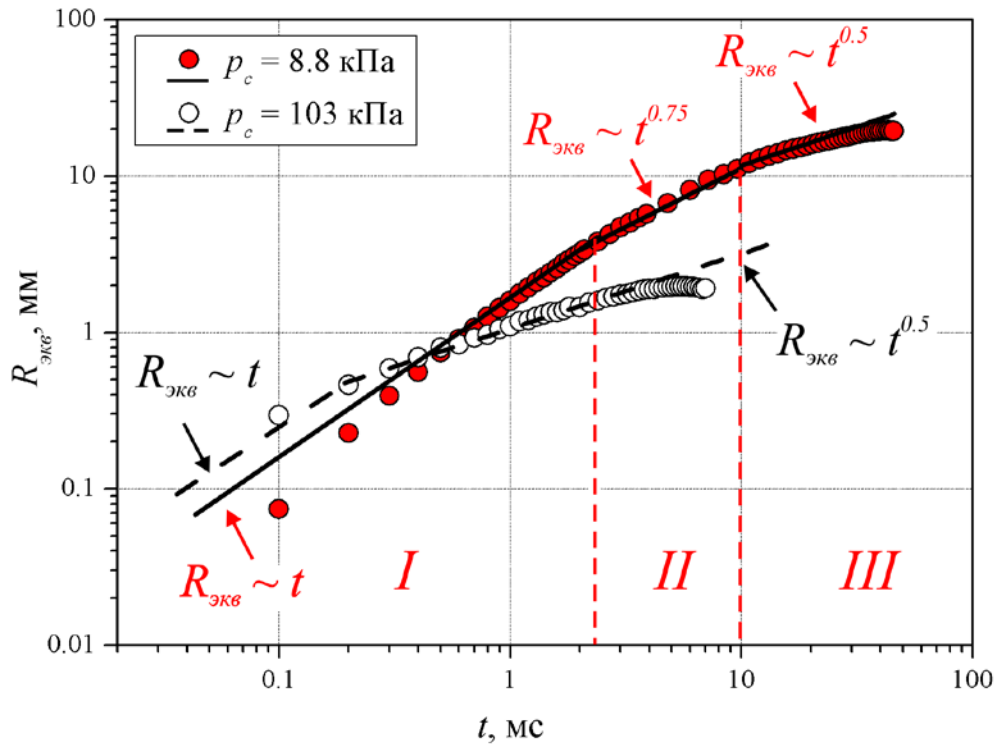


Рисунок 4.8 – Сравнение кривых роста паровых пузырей при кипении воды при различных давлениях с известными законами роста.

Как видно из графика, для обоих исследованных давлений на начальной стадии жизни парового пузыря наблюдается линейный закон его роста -  $R_{экв}(t) \sim t$ , что соответствует инерционно-динамической схеме роста пузыря ([4, 5]). На данной стадии скорость роста пузыря достаточно точно описывается уравнением Рэлея. При этом, как показывает анализ данных, представленных на рис. 4.8, длительность начальной стадии, на которой определяющую роль играют силы инерции жидкости, значительно увеличивается с уменьшением давления. Если для случая атмосферного давления инерционная стадия не превышает 600 мкс, то для давления  $p_c = 8.8$  кПа ее продолжительность составляет уже 2 мс. Также из рисунка видно, что с течением времени скорость роста пузырей при атмосферном давлении заметно снижается и удовлетворительно описывается зависимостью в рамках модели Лабунцова, Ягова ([25]), имеющей вид  $R_{экв}(t) \sim t^{0.5}$  (1.8). Данный факт подтверждает, что для данного случая практически на всей стадии роста пузыря реализуется именно тепловая-энергетическая схема роста.

Для давления много ниже атмосферного кривую роста пузыря можно условно разбить на 3 стадии. На первой стадии (*I*), как уже было отмечено выше, реализуется инерционная-динамическая схема роста пузыря ( $R_{э\kappa\beta}(t) \sim t$ ). Следующая стадия (*II*) является переходной и на ее протяжении необходимо учитывать действие одновременно энергетических и инерционных эффектов. Как видно из рис. 4.8, для этой достаточно продолжительной стадии ( $\sim 8$  мс) опытные данные могут быть удовлетворительно аппроксимированы зависимостью вида  $R_{э\kappa\beta}(t) \sim t^{0.75}$ , являющейся промежуточным законом изменения радиуса пузырька от времени между  $R_{э\kappa\beta}(t) \sim t$  для инерционной схемы роста и  $R_{э\kappa\beta}(t) \sim t^{0.5}$  для энергетической. Здесь стоит отметить результаты работы [125], в которой на основе совместного решения уравнения Рэлея, уравнения потока энергии и уравнения состояния идеального газа было получено аналитическое соотношение для закона роста пузыря при высоких числах Якоба ( $Ja > 300$ ), имеющее также вид  $R_{э\kappa\beta}(t) \sim t^{0.75}$ .

На заключительной стадии эволюции пузыря при низком давлении (*III*), когда скорость его роста и давление внутри снижаются, опытные данные могут быть аппроксимированы зависимостью вида  $R(t) \sim t^{0.5}$ , что соответствует тепловой-энергетической схеме роста.

На основе данных высокоскоростной визуализации были измерены отрывные диаметры пузырей для исследованного диапазона давлений (рис. 4.9). Как показал анализ полученных результатов, величина  $D_{отр}$  существенно увеличивается с понижением давления, что согласуется с многочисленными наблюдениями других авторов.

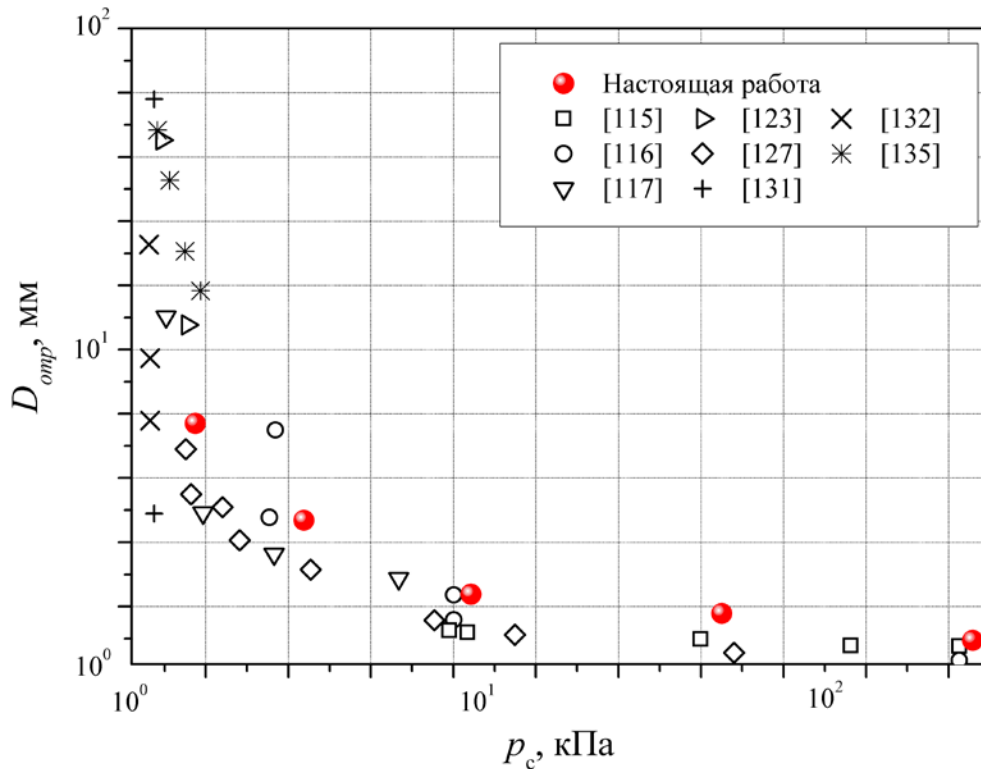


Рисунок 4.9 – Отрывной диаметр паровых пузырей при пузырьковом кипении воды при субатмосферных давлениях.

Для проведения сравнения полученных опытных данных с моделями описания величины  $D_{отп}$ , представленными в Главе 1, были определены соответствующие изученным давлениям числа Бонда (рис. 4.10):

$$Bo = \frac{g(\rho_{жс} - \rho_n) D_{отп}^2}{\sigma}. \quad (4.6)$$

Из рис. 4.10 видно, что с уменьшением давления число Бонда значительно возрастает. Это свидетельствует о том, что величина отрывного диаметра пузыря при кипении жидкости не может определяться только из баланса сил поверхностного натяжения и всплывания. Действительно, авторы работы [135] рассмотрели баланс сил, действующих на паровой пузырь в различных условиях, и показали, что при кипении в условиях субатмосферных давлений наряду с силой всплывания, определяющей является сила инерции.

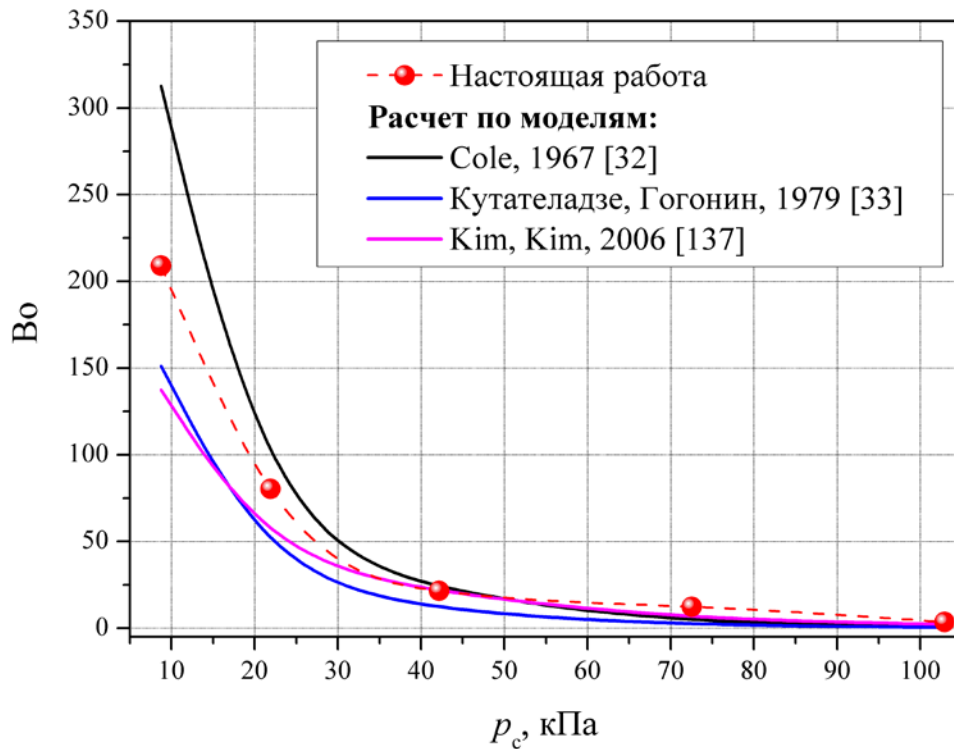


Рисунок 4.10 – Зависимость числа Бонда при пузырьковом кипении от давления ( $q = 40 \text{ кВт/м}^2$ ).

Также на рис. 4.10 для сравнения приведены корреляционные зависимости работ [32], [33] и [137], полученные на основе обобщения массива различных экспериментальных данных по величине  $D_{отр}$  при кипении различных жидкостей. Как видно из рисунка, полученные опытные данные при давлениях выше 40 кПа достаточно хорошо описываются в рамках использованных моделей, а в области низких давлений лежат между результатами расчетов.

### 4.3.3 Частота парообразования

Также были проведены оценки временных характеристик кипения и изучено влияние давления на частоту парообразования при пузырьковом кипении. На рис. 4.11 приведены безразмерные данные в виде  $f/f_0$ , где  $f_0$  – значение частоты парообразования при кипении воды в условиях

атмосферного давления,  $f$  – при исследуемом давлении ( $q = 40$  кВт/м<sup>2</sup> для настоящей работы,  $q < 70$  кВт/м<sup>2</sup> для работ [115], [116], [127]). Как показывает анализ полученных данных, уменьшение давления приводит к существенному снижению частоты парообразования при кипении. В результате, при самом низком из изученных давлений ( $p_c = 8.8$  кПа) величина  $f$  составляет не более 0.1 Гц. Сравнительный анализ показал, что результаты настоящей работы согласуются с общим трендом данных, полученных в экспериментах других исследователей.

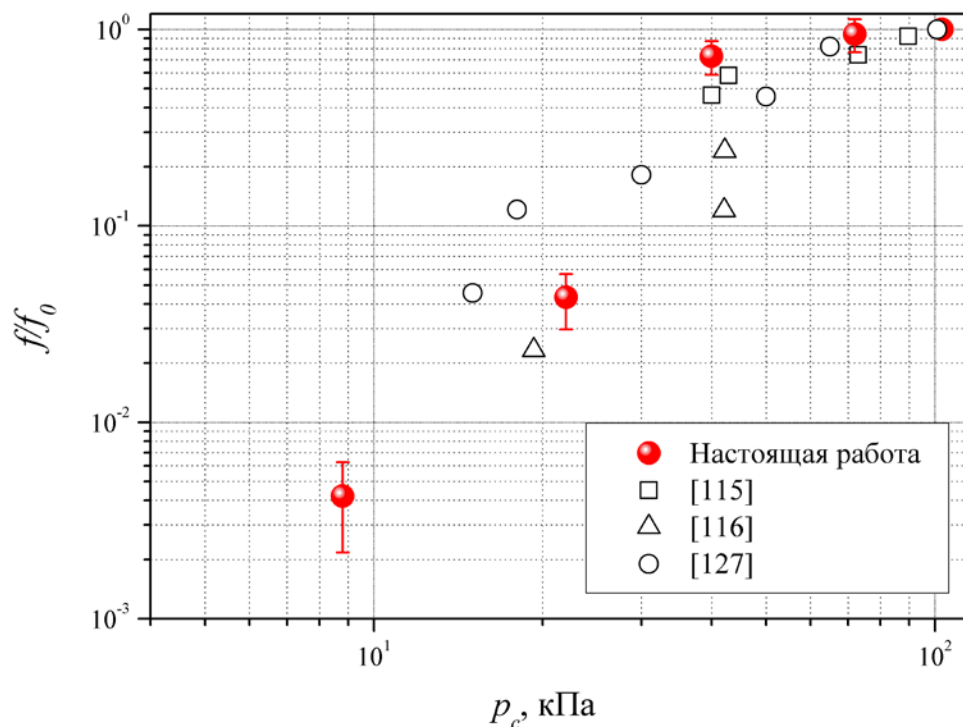
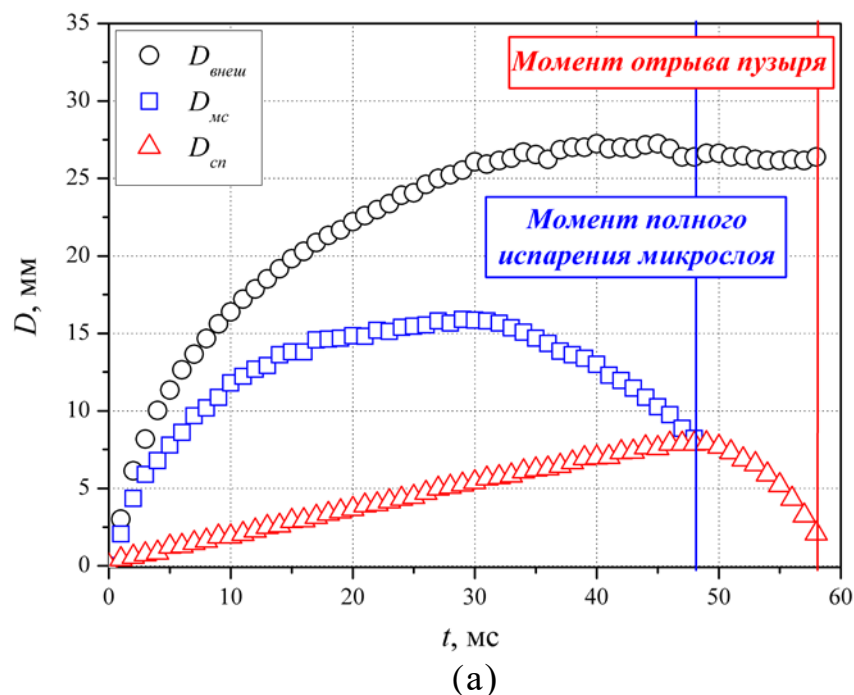


Рисунок 4.11 – Зависимость частоты парообразования при кипении от давления.

#### 4.3.4 Динамика контактной линии

Как было показано в разделе 4.2, использование в работе высокоскоростной видеосъемки с нижней стороны прозрачного нагревателя позволяет впервые изучить особенности поведения тройной контактной линии жидкость-стенка-пар при кипении в области субатмосферных

давлений. На рис. 4.12 представлены опытные данные по эволюции внешнего диаметра, области микрослоя, а также размера сухого пятна для паровых пузырей, образующихся и растущих при кипении воды при различных давлениях ( $p_c = 22$  кПа, 42 кПа, 73 кПа). Аналогично разделу 3.5.1 (рис. 3.12) вертикальными линиями на графиках отмечены время полного испарения микрослоя и время непосредственного отрыва парового пузыря от поверхности тепловыделения. Из графиков видно, что для всех изученных давлений момент достижения сухим пятном внешней границы области микрослоевого испарения соответствует началу стадии уменьшения размера области контактной линии. Также видно, что при парообразовании в условиях субатмосферных давлений область микрослоя после достижения максимального размера начинает уменьшаться. По всей видимости, это связано с всплытием крупных паровых пузырей, образующихся в таких режимах, и приобретением ими специфической формы, отмеченной ранее на рис. 4.1. Также рис. 4.12 показывает, что для всех изученных давлений, аналогично кипению воды и этилового спирта при атмосферном давлении, максимальный диаметр области микрослоя составляет приблизительно половину от величины отрывного диаметра.





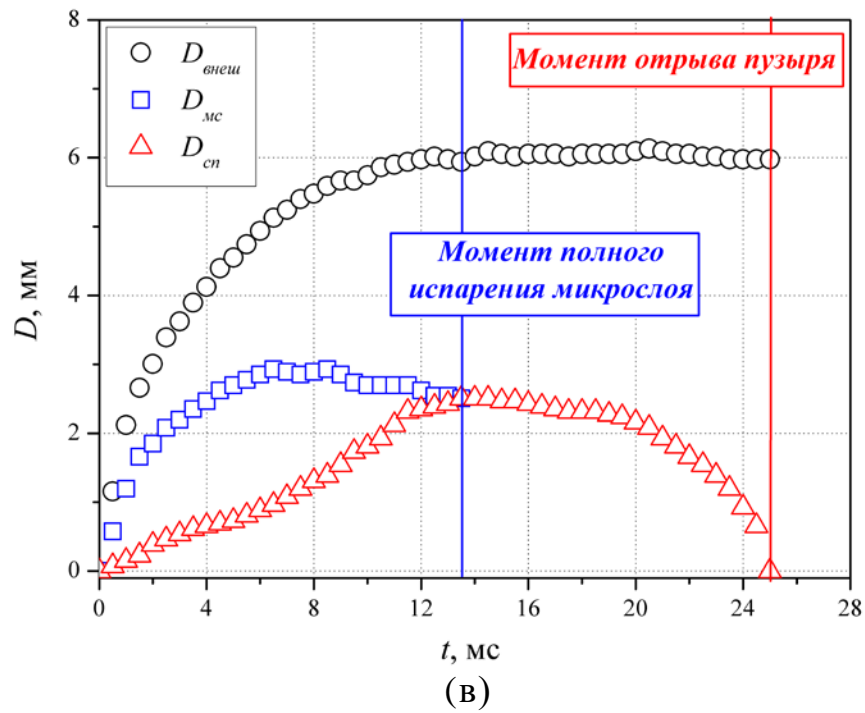
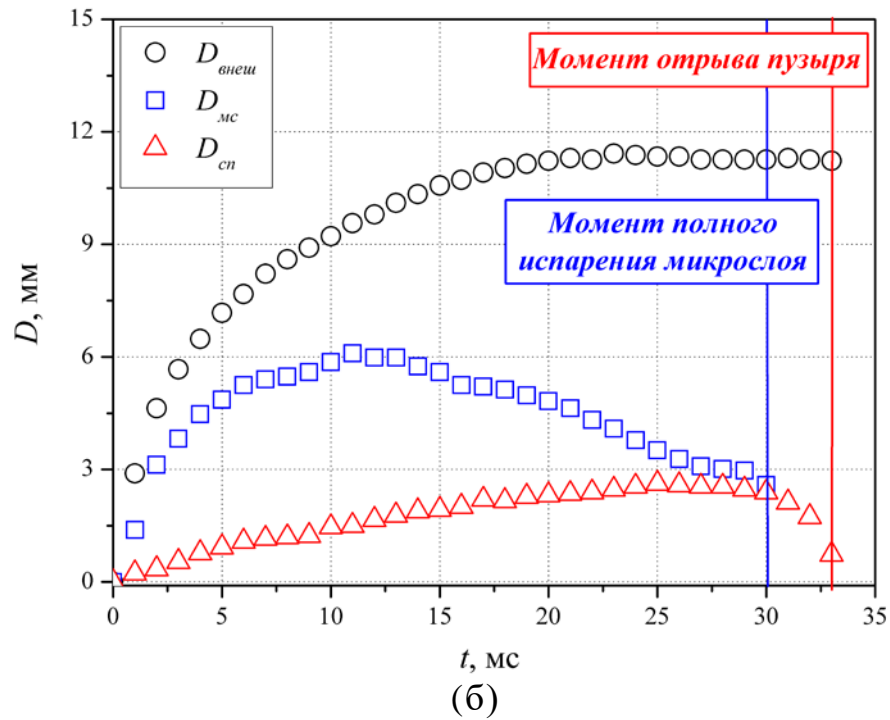


Рисунок 4.12 – Эволюция внешнего диаметра отдельного пузыря ( $D_{\text{внеш}}$ ), области микрослоя ( $D_{\text{мс}}$ ) и размеров сухого пятна ( $D_{\text{сп}}$ ) во времени при кипении воды ( $q = 40 \text{ кВт/м}^2$ ) при различных давлениях: (а)  $p_c = 22 \text{ кПа}$ ; (б)  $p_c = 42 \text{ кПа}$ ; (в)  $p_c = 73 \text{ кПа}$  ( $q = 33.6 \text{ кВт/м}^2$ ).

### 4.3.5 Скорость роста сухих пятен в основании паровых пузырей

На рис. 4.13 представлены характерные кривые роста сухих пятен, возникающих под паровыми пузырями при различных давлениях и заданной плотности теплового потока  $q = 40 \text{ кВт/м}^2$ . Из графика видно, что скорость роста сухих пятен и их максимальный размер существенно зависят от величины приведенного давления  $p_c$ . При этом для всех изученных давлений радиус сухого пятна на стадии его роста линейно увеличивается со временем, что свидетельствует о том, что скорость расширения несмоченных областей  $dR_{cn}/dt$  под пузырями практически постоянна во времени во всем диапазоне исследованных давлений. Этот результат согласуется с результатами экспериментальных исследований по динамике сухих пятен при кипении воды и спирта при атмосферном давлении (рис. 3.16).

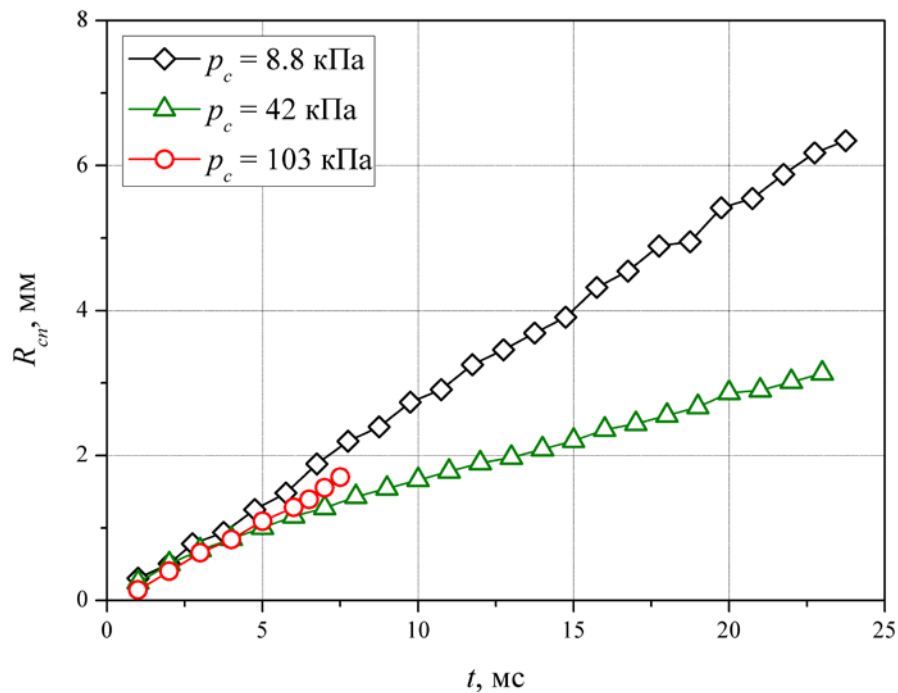


Рисунок 4.13 – Кривые роста сухих пятен в основании паровых пузырей при пузырьковом кипении воды при различных давлениях.

На основе полученных данных по эволюции сухих пятен была построена зависимость их скорости роста от величины приведенного

давления при различных тепловых потоках (рис. 4.14). Из рисунка видно, что скорость роста сухих пятен имеет явно немонотонную зависимость от давления. В частности, для всех изученных тепловых нагрузок при понижении давления от 103 кПа до 22-42 кПа скорость роста сухих пятен заметно снижается (практически в 2 раза для  $q = 40$  кВт/м<sup>2</sup>). Однако при дальнейшем понижении давления вплоть до 8.8 кПа скорость роста наоборот увеличивается. Таким образом, на представленных зависимостях  $dR_{cn}/dt(p_c)$  наблюдается экстремум-минимум скорости роста сухого пятна, расположенный в диапазоне давлений  $p_c = 22-42$  кПа.

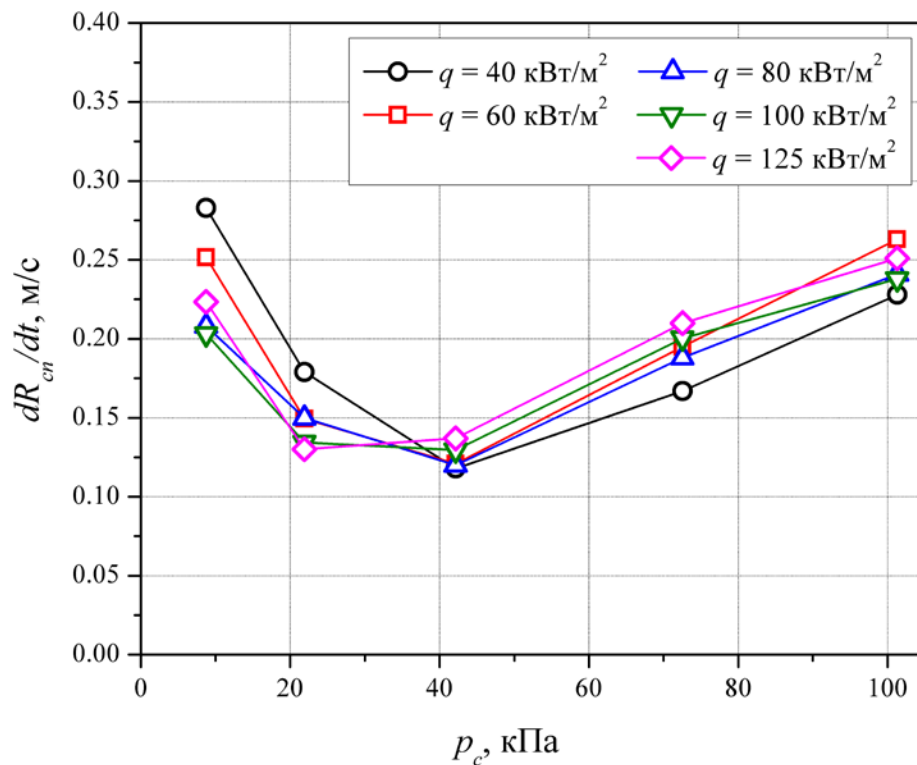


Рисунок 4.14 – Зависимость скорости роста сухих пятен в основании пузырей от давления при кипении воды.

Вероятно, существование данного экстремума обусловлено наличием двух явно противоположных эффектов, влияющих на скорость испарения микрослоя. Поскольку скорость роста сухого пятна напрямую связана с испарением микрослоя жидкости, формирующегося под паровым пузырем на стадии его роста, обратимся к анализу динамики изменения его толщины.

Как было показано в главе 1 (раздел 1.3), в большинстве эмпирических и аналитических моделей (например, в предложенных в работах [95-98]) выражение для нахождения начальной толщины микрослоя  $\delta_{mc0}$  жидкости имеет вид, представленный выражением (1.30). Из данного выражения следует, что начальная толщина микрослоя существенно зависит как от вязкости жидкости, так и от времени его непосредственного роста. С понижением приведенного давления происходит увеличение вязкости жидкости (табл. 5), что согласно формуле (1.30) приводит к утолщению микрослоя жидкости в процессе его формирования. В свою очередь, увеличение толщины микрослоя приводит к уменьшению скорости роста сухих пятен (при прочих равных условиях).

В то же время, как показывает анализ опытных данных (рис. 4.7), при пониженных давлениях значительно увеличивается перегрев жидкости, необходимый для активации парового пузыря – если при атмосферном давлении  $\Delta T_{нк} \approx 7$  К, то при давлении 8.8 кПа данная величина составляет около 20 К. Данный факт означает, что тепловой поток, идущий на испарение микрослоя, будет возрастать с понижением давления. Это приводит к увеличению скорости испарения микрослоя жидкости и, соответственно, скорости роста сухих пятен.

Наличие вышеуказанных противодействующих механизмов, по всей видимости, и приводит к наблюдаемому на рис. 4.14 экстремуму величины  $dR_{cn}/dt$ . Разумеется, для более строгого описания наблюдаемой зависимости скорости роста сухих пятен от давления необходимо проведение дальнейшего теоретического анализа с учетом многих факторов, включая: зависимость толщины микрослоя от давления, влияние перегрева жидкости в области микрослоя на интенсивность его испарения, реальный тепловой поток, отводимый за счет испарения микрослоя, а также возможное влияние молекулярно-кинетических эффектов, возникающих на межфазной границе вследствие интенсивного испарения. Однако такая задача является уже отдельным и самостоятельным экспериментально-теоретическим

исследованием. В то же время полученные в работе результаты будут полезны для более глубокого понимания физических процессов, связанных с парообразованием на стенке, а также для построения новых теоретических моделей описания динамики тройной контактной линии при кипении жидкости, в том числе при варьировании давления.

### 4.3 Интенсивность теплоотдачи при кипении

На заключительной стадии исследования с использованием высокоскоростной термографической съемки были получены данные по эволюции нестационарного температурного поля нагревательного элемента при кипении воды для различных значений приведенного давления  $p_c$  и построены соответствующие кривые кипения для условий понижения тепловой нагрузки. На рис. 4.15 приведены значения безразмерного коэффициента теплоотдачи  $a/a_0$  ( $a_0$  – интенсивность теплоотдачи при атмосферном давлении), рассчитанные для различных давлений  $p_c$  при заданной плотности теплового потока ( $q = 152$  кВт/м<sup>2</sup>). Видно, что уменьшение давления от 103 кПа до 8.8 кПа приводит к ухудшению теплоотдачи на 40%. Также на рис. 4.15 приведены опытные данные других авторов, полученные при кипении воды на различных технических поверхностях при различных давлениях.

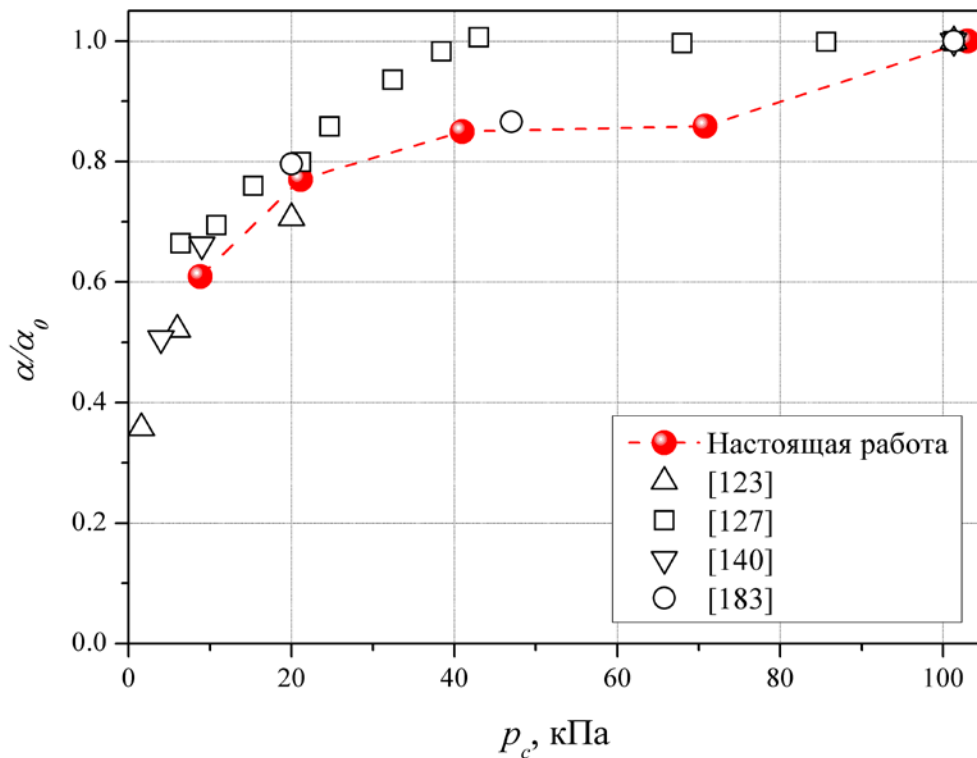


Рисунок 4.15 – Влияние давления на интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении насыщенной воды ( $q = 150$  кВт/м<sup>2</sup>).

Из рисунка видно, что значения коэффициента теплоотдачи, полученные в настоящей работе в диапазоне давлений 42-72 кПа, несколько меньше полученных другими авторами. Как и в случае кипения при атмосферном давлении, описанном подробно в разделе 3.1, это вызвано низким значением шероховатости использованной в настоящем исследовании тепловыделяющей поверхности на основе сапфировой подложки. В частности, анализ данных, полученных при кипении воды при атмосферном давлении (103 кПа), показывает, что при кипении на «ультрагладкой» поверхности величина  $\alpha$  в среднем на 50-60% меньше, чем для случая кипения воды на технических поверхностях. Это согласуется с проведенным ранее в Главе 3 сравнением (рис. 3.2а).

В то же время анализ показывает, что вид кривой  $\alpha/\alpha_0(p_c)$ , полученный в рамках настоящего исследования, в целом аналогичен общему тренду экспериментальных работ, в которых кипение воды осуществлялось на поверхности трубки из нержавеющей стали ([127]), плоских поверхностях из

никеля ([123]) и меди ([140]). В частности, видно, что понижение давления от атмосферного до  $p_c = 42$  кПа оказывает небольшое влияние на интенсивность теплоотдачи при кипении. Дальнейшее же снижение величины давления приводит к практически линейному понижению коэффициента теплоотдачи.

Обработка опытных данных, полученных с использованием высокоскоростной ИК-термографии, показала, что вид зависимости интегральной температуры тепловыделяющей поверхности от времени при кипении существенно меняется с понижением давления. В частности, с понижением давления до 22 кПа и ниже температура поверхности циклично меняется со временем (рис. 4.16), что наглядно отражает периодический характер процесса зародышеобразования на твердой стенке.

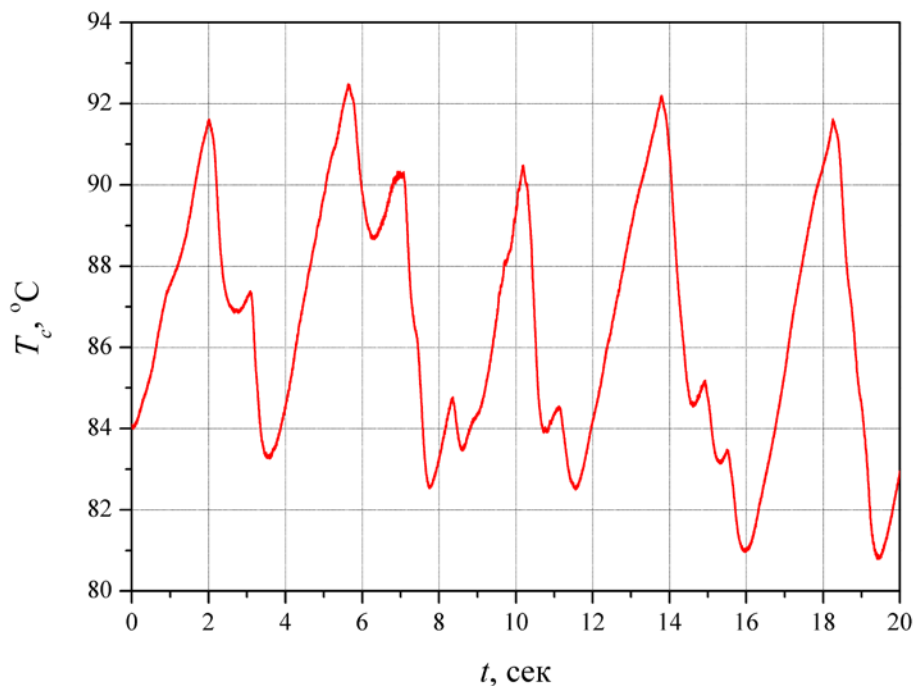


Рис. 4.16 – Эволюция интегральной температуры тепловыделяющей поверхности при кипении воды при давлении  $p_c = 8.8$  кПа ( $q = 145$  кВт/м<sup>2</sup>).

Очевидно, что связано это с тем, что в данном диапазоне давлений при всех исследованных тепловых нагрузках на поверхности нагревателя возникает, как правило, один паровой пузырь, отрывной диаметр которого соизмерим или превышает линейный размер нагревателя, что было показано

ранее в разделе 4.2. Уменьшение плотности центров парообразования и увеличение отрывного диаметра пузыря приводят к тому, что при указанных давлениях наблюдается аналогичная картина пульсаций температуры, как и в экспериментах, посвященных исследованию локального теплообмена под единичным центром парообразования при кипении при атмосферном давлении (глава 3).

#### **4.4 Выводы к четвертой главе**

В главе представлены результаты исследования влияния понижения давления на динамику парообразования и интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении насыщенной воды. Получена новая информация о микрохарактеристиках кипения, включая эволюцию микрослоя и динамику сухих пятен, плотность центров парообразования и т.д., в зависимости от давления в широком диапазоне изменения тепловых потоков. На основе анализа полученных экспериментальных результатов можно сделать следующие выводы:

1. С понижением давления происходит заметное уменьшение плотности центров и частоты парообразования, при этом отрывной диаметр парового пузыря и его скорость роста возрастают. Также выявлены зависимости плотности центров парообразования от тепловой нагрузки для каждого исследованного давления. Показано, что для случая низких субатмосферных давлений при описании роста парового пузыря необходимо учитывать инерционную и переходную стадии;

2. Впервые проведено исследование динамики тройной контактной линии и области микрослоя при кипении жидкости в области субатмосферных давлений в широком диапазоне изменения тепловых нагрузок. Показано, что при кипении воды в условиях субатмосферных давлений максимальный



размер области микрослоя достигает величины  $D_{отр}/2$  для различных тепловых потоков;

3. Показано, что для всех исследованных давлений размер сухих пятен на стадии их роста линейно увеличивается со временем. Обнаружено, что при кипении воды для всех изученных тепловых потоков скорость роста сухих пятен в основании паровых пузырей имеет немонотонную зависимость от давления с выраженным минимумом в области давлений 22-42 кПа в зависимости от плотности подводимого теплового потока.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию пузырькового кипения жидкости в условиях свободной конвекции при различных давлениях. Основные результаты работы:

1. Проведено комплексное исследование взаимосвязи локальных и интегральных характеристик теплообмена и динамики парообразования при пузырьковом кипении воды и этилового спирта в широких диапазонах изменения тепловых потоков с помощью современных экспериментальных методик, включая использование специальной конструкции прозрачного нагревателя. Установлены закономерности влияния тепловой нагрузки и перегрева поверхности на плотность центров парообразования, динамику роста паровых пузырей и их отрывной диаметр при кипении воды и этилового спирта.

2. Стадия отрыва паровых пузырей при кипении воды и спирта при различных тепловых нагрузках начинается после полного испарения микрослоя жидкости под паровым пузырем. При этом отрывной диаметр и скорость роста паровых пузырей при заданной тепловой нагрузке для различных центров парообразования могут существенно изменяться, что связано с различным порогом активации центров. В то же время, в относительных координатах  $(D/D_{omp}, t/t_{omp})$  данные по динамике роста парового пузыря и эволюции области микрослоя, полученные для различных центров и тепловых потоков, совпадают друг с другом. При этом, как при кипении воды, так и при кипении этилового спирта, максимальный размер области микрослоя достигает величины  $D_{omp}/2$  для различных тепловых потоков. Для случая кипения воды данная зависимость обнаруживается в широком диапазоне варьирования величины приведенного давления (8.8 – 103 кПа).

3. Для обеих исследованных жидкостей практически на всей стадии роста сухого пятна его размер линейно растет со временем, что свидетельствует о постоянстве скорости расширения сухих пятен под паровыми пузырями на данной стадии;

4. Плотность локального теплового потока, отводимого от поверхности на испарение микрослоя, может весьма значительно превышать значения средней по теплоотдающей поверхности плотности теплового потока. Выявлено, что основной вклад в теплоотдачу при кипении как воды, так и этилового спирта испарение микрослоя вносит на начальной стадии роста парового пузыря;

5. Показано, что картина динамики парообразования при пузырьковом кипении воды и этилового спирта в области высоких тепловых нагрузок заметно отличается. Проведена оценка относительного паросодержания вблизи поверхности теплообмена при кипении этилового спирта. Показано, что данная величина увеличивается с ростом теплового потока и в предкризисных режимах может достигать значения 0.83;

6. Впервые проведено исследование динамики тройной контактной линии и области микрослоя при кипении воды в области субатмосферных давлений (вплоть до 8.8 кПа) в широком диапазоне изменения тепловых нагрузок. Показано, что для всех исследованных давлений размер сухих пятен на стадии их роста линейно увеличивается со временем. Обнаружено, что при кипении воды для всех изученных тепловых потоков скорость роста сухих пятен в основании паровых пузырей имеет немонотонную зависимость от давления с выраженным минимумом в области давлений 22-42 кПа в зависимости от плотности подводимого теплового потока.

### Список сокращений и условных обозначений

- $A$  – площадь тепловыделяющей поверхности,  $\text{м}^2$ ;  
 $a_{жс}$  – температуропроводность жидкости,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  
 $A_n$  – площадь полной поверхности пузыря,  $\text{м}^2$ ;  
 $C, C_0, C_{сжс}, K, k, m, b, n, n_0$  – безразмерные эмпирические коэффициенты;  
 $C_p$  – теплоемкость при постоянном давлении,  $\text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ ;  
 $D_{верт}$  – вертикальный размер парового пузыря,  $\text{м}$ ;  
 $D_{внеш}$  – внешний диаметр парового пузыря,  $\text{м}$ ;  
 $D_{мс}$  – диаметр области микрослоя,  $\text{м}$ ;  
 $D_{отр}$  – отрывной диаметр парового пузыря,  $\text{м}$ ;  
 $D_{сн}$  – диаметр области сухого пятна,  $\text{м}$ ;  
 $D_{экв}$  – эквивалентный диаметр парового пузыря,  $\text{м}$ ;  
 $f_{отр}$  – частота отрыва паровых пузырей,  $\text{Гц}$ ;  
 $g$  – гравитационное ускорение,  $\text{м}/\text{с}^2$ ;  
 $h$  – высота столба жидкости,  $\text{м}$ ;  
 $h_n$  – расстояние от поверхности нагрева до области с максимальным паросодержанием,  $\text{м}$ ;  
 $h_{ср}$  – глубина захолаживания,  $\text{м}$ ;  
 $I$  – сила электрического тока, подводимого к нагревателю,  $\text{А}$ ;  
 $N$  – число центров парообразования, шт;  
 $NSD$  – плотность центров парообразования,  $1/\text{м}^2$ ;  
 $p$  – давление,  $\text{Па}$ ;  
 $p_c$  – приведенное давление,  $\text{Па}$ ;  
 $q$  – плотность теплового потока,  $\text{Вт}/\text{м}^2$ ;  
 $q_{жс}$  – плотность теплового потока, отводимого в жидкость,  $\text{Вт}/\text{м}^2$ ;  
 $q_{кр}$  – критическая величина плотности теплового потока,  $\text{Вт}/\text{м}^2$ ;  
 $q_{мс}$  – плотность локального теплового потока в области микрослоя,  $\text{Вт}/\text{м}^2$ ;  
 $q_c$  – плотность теплового потока, отводимого в сапфировую подложку,  $\text{Вт}/\text{м}^2$ ;

$r$  – теплота парообразования, Дж/кг;

$R_a$  – средняя шероховатость поверхности, м;

$R_c$  – электрическое сопротивление нагревателя, Ом;

$R_i$  – индивидуальная газовая постоянная, Дж/(кг·К);

$R_{внеш}$  – радиус парового пузыря, м;

$R_{кр}$  – критический радиус зародышеобразования, м;

$R_{мс}$  – радиус области микрослоя, м;

$R_{сн}$  – радиус области сухого пятна, м;

$t$  – время, с;

$t_{исп}$  – время полного испарения микрослоя, с;

$t_{отр}$  – время отрыва парового пузыря, с;

$T_{нас}$  – температура насыщения жидкости, °С;

$T_c$  – температура тепловыделяющей поверхности, °С;

$T_{нк}$  – температура тепловыделяющей поверхности, соответствующая появлению парового пузыря, °С;

$\Delta T$  – перегрев поверхности относительно температуры насыщения, К;

$\Delta T_{нк}$  – перегрев тепловыделяющей поверхности относительно температуры насыщения, соответствующий появлению парового пузыря, К;

$T_c$  – температура тепловыделяющей поверхности, °С;

$U$  – разность потенциалов на краях нагревателя, В;

$u_o$  – скорость всплытия парового пузыря, м/с;

$u_p$  – скорость роста парового пузыря, м/с.

### Греческие символы:

$$\Lambda = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{жс} - \rho_n)}} - \text{капиллярная постоянная, м;}$$

$\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);

$\alpha_{конв}$  – интенсивность конвективного теплообмена, Вт/(м<sup>2</sup>·К);

$\delta_{ITO}$  – толщина нагревательной пленки, м;

$\delta_{mc}$  – толщина микрослоя, м;

$\delta_{mc0}$  – начальная толщина микрослоя, м;

$\delta_c$  – толщина нагревателя, м;

$\delta_{cap}$  – толщина сапфировой подложки, м;

$\theta$  – краевой угол смачивания поверхности, °;

$\theta_v$  – угол контакта пузыря с поверхностью, °;

$\theta_{кл}$  – краевой угол в области контактной линии, °;

$\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);

$\lambda_c$  – длина волны, м;

$\mu_{жс}$  – динамическая вязкость жидкости, Па·с;

$\nu_{жс}$  – кинематическая вязкость жидкости, м<sup>2</sup>/с;

$\rho_{жс}$  – плотность жидкости, кг/м<sup>3</sup>;

$\rho_n$  – плотность пара, кг/м<sup>3</sup>;

$\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м;

$\sigma_m$  – объемные источники тепла, Вт/м<sup>3</sup>;

$\tau$  – время жизни парового пузыря, с;

$\tau_o$  – время ожидания парового пузыря, с;

$\tau_p$  – время роста парового пузыря, с;

$\varphi$  – объемное паросодержание, %.

### Безразмерные параметры:

$$\text{Bo} - \text{число Бонда}, \text{Bo} = \frac{g(\rho_{жс} - \rho_n)}{\sigma} D_{отр}^2.$$

$$\text{Ja} - \text{число Якоба}, \text{Ja} = \frac{\rho_{жс} C_p \Delta T}{\rho_n r};$$

$$\text{Nu} - \text{число Нуссельта}, \text{Nu} = \frac{\alpha \Lambda}{\lambda_{жс}};$$

$$\text{Pr} - \text{число Прандтля}, \text{Pr} = \frac{\nu_{жс}}{a_{жс}}.$$

**Список литературы**

1. *Koizumi Y., Shoji M., Monde M., Takata Y., Nagai N.* Boiling: Research. – Elsevier, 2017.
2. *Fan S., Duan F.* A review of two-phase submerged boiling in thermal management of electronic cooling // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2020. – Т. 150. – С. 119324.
3. *Толубинский В.И.* Теплообмен при кипении. – Киев: Наукова думка, 1980.
4. *Лабунцов Д.А.* Физические основы энергетики. Избранные труды по теплообмену, гидродинамике, термодинамике. – М.: Изд-во МЭИ, 2000.
5. *Ягов В.В.* Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях. – М.: Издательский дом МЭИ, 2014.
6. *Kandlikar S.G.* Handbook of phase change: boiling and condensation. – Routledge, 2018.
7. *Carey V.P.* Liquid-vapor phase-change phenomena: an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment. – CRC Press, 2020.
8. *Mohanty R.L., Das M.K.* A critical review on bubble dynamics parameters influencing boiling heat transfer // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. – 2017. – Т. 78. – С. 466-494.
9. *Лабунцов Д.А.* Вопросы теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей // *Теплоэнергетика*. – 1972. – №. 9. – С. 14.
10. *Luke A.* Pool boiling heat transfer from horizontal tubes with different surface roughness // *International Journal of refrigeration*. – 1997. – Т. 20. – №. 8. – С. 561-574.
11. *Гогонин И.И.* Зависимость теплообмена при кипении от свойств и геометрических параметров теплоотдающей стенки // *Теплофизика высоких температур*. – 2006. – Т. 44. – №. 6. – С. 918-925.

12. *Jones B.J., McHale J.P., Garimella S.V.* The influence of surface roughness on nucleate pool boiling heat transfer // *Journal of Heat Transfer*. – 2009. – Т. 131. – №. 12.
13. *Fan S., Jiao L., Wang K., Duan F.* Pool boiling heat transfer of saturated water on rough surfaces with the effect of roughening techniques // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2020. – Т. 159. – С. 120054.
14. *Шукри М., Джад Р.Л.* Исследование активации центров парообразования при кипении насыщенной жидкости // *Теплопередача*. – 1975. – 97, № 1. – С. 94-100.
15. *Присяжков В.Ф.* Кипение. – Киев: Наукова думка, 1988.
16. *Бэнков С.Г.* Вскипание на твердой поверхности в отсутствии растворенной газовой фазы // *Бэнков С.Г. Вопр. физики кипения*. – М. : Мир, 1964.
17. *Forster H.K., Zuber N.* Growth of a vapor bubble in a superheated liquid // *Journal of Applied Physics*. – 1954. – Т. 25. – №. 4. – С. 474-478.
18. *Plesset M.S., Zwick S.A.* The growth of vapor bubbles in superheated liquids // *Journal of Applied Physics*. – 1954. – Т. 25. – №. 4. – С. 493-500.
19. *Tolubinsky V.I., Ostrovsky J.N.* On the mechanism of boiling heat transfer (vapour bubbles growth rate in the process of boiling of liquids, solutions, and binary mixtures) // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1966. – Т. 9. – №. 12. – С. 1463-1470.
20. *Scriven L.E.* On the dynamics of phase growth // *Chemical Engineering Science*. – 1959. – Т. 10. – №. 1-2. – С. 1-13.
21. *Dergarabedian P.* Observations on bubble growths in various superheated liquids // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1960. – Т. 9. – №. 1. – С. 39-48.
22. *Лабунцов Д.А.* Приближенная теория теплообмена при развитом пузырьковом кипении // *Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт*. – 1963. – Т. 1. – С. 58-71.
23. *Головин В.С., Кольчугин Б.А., Захарова Э.А.* Измерение скорости роста паровых пузырьков при кипении различных жидкостей // *Теплофизика высоких температур*. – 1966. – Т. 4. – №. 1. – С. 147-148.



24. *Zuber N.* The dynamics of vapor bubbles in nonuniform temperature fields // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1961. – Т. 2. – №. 1-2. – С. 83-98.
25. *Лабунцов Д.А., Ягов В.В.* К вопросу о скорости роста паровых пузырей при кипении // *Труды МЭИ*. – 1975. – №. 268. – С. 3.
26. *Wang X., Wu Z., Wei J., Sundén B.* Correlations for prediction of the bubble departure radius on smooth flat surface during nucleate pool boiling // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2019. – Т. 132. – С. 699-714.
27. *Fritz W.* Berechnung des maximalvolumens von dampfblasen // *Physik. Zeitschr.* – 1935. – Т. 36. – С. 379-384.
28. *Аметистов Е.В., Клименко В.В., Павлов Ю.М.* Кипение криогенных жидкостей – М.: Энергоатомиздат, 1995.
29. *Zuber N.* Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer. – United States Atomic Energy Commission, Technical Information Service, 1959.
30. *Cole R., Rohsenow W.M.* Correlation of bubble departure diameters for boiling of saturated liquids // *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.* – 1969. – Т. 65. – №. 92. – С. 211–213.
31. *Ruckenstein E.* A physical model for nucleate boiling heat transfer // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1964. – Т. 7. – №. 2. – С. 191-198.
32. *Cole R.* Bubble frequencies and departure volumes at subatmospheric pressures // *AIChE Journal*. – 1967. – Т. 13. – №. 4. – С. 779-783.
33. *Кутателадзе С.С., Гогонин И.И.* Скорость роста и отрывной диаметр парового пузыря при кипении насыщенной жидкости в условиях свободной конвекции // *Теплофизика высоких температур*. – 1979. – Т. 17. – №. 4. – С. 792–797.
34. *Jensen M.K., Memmel G.J.* Evaluation of bubble departure diameter correlations // *ИНТС-8, San Francisco, USA*. – 1986.
35. *Боришанский В.М., Данилова Г.Н., Готовский М.А., Боришанская А.В., Данилова Г., Куприянова А.В.* Обобщение теплоотдачи элементарных

- характеристик процесса при пузырьковом кипении. – Теплообмен и гидродинамика. Л.: Наука, 1977.
36. *Kolev N.I.* The influence of mutual bubble interaction on the bubble departure diameter // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 1994. – Т. 8. – №. 2. – С. 167-174.
  37. *Jakob M., Fritz W.* Versuche über den Verdampfungsvorgang // *Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens A*. – 1931. – Т. 2. – №. 12. – С. 435-447.
  38. *Jakob M.* Local Temperature Differences as Occurring in Evaporation, Condensation, and Catalytic Reaction. – Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry, 1941.
  39. *Corty C.* Surface variables in nucleate boiling // *Chemical Engineering Progress Symposium Series*. – 1955. – Т. 51. – С. 1-12.
  40. *Yamagata K., Hirano F., Nishikawa K., Matsuoka H.* Nucleate boiling of water on the horizontal heating surface // *Mem. Fac. Eng. Kyushu*. – 1955. – Т. 15. – С. 98.
  41. *Nishikawa K., Yamagata K.* On the correlation of nucleate boiling heat transfer // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1960. – Т. 1. – №. 2-3. – С. 219-235.
  42. *Kurihara H.M., Myers J.E.* The effects of superheat and surface roughness on boiling coefficients // *AIChE Journal*. – 1960. – Т. 6. – №. 1. – С. 83-91.
  43. *Головин В.С.* Экспериментальное исследование теплообмена, кризиса и механизма кипения органических жидкостей в условиях свободного движения. – Автореф. дис. канд. техн. наук. М.: ЭНИН, 1967.
  44. *Benjamin R.J., Balakrishnan A.R.* Nucleation site density in pool boiling of saturated pure liquids: effect of surface microroughness and surface and liquid physical properties // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 1997. – Т. 15. – №. 1. – С. 32-42.
  45. *Alimoradi H., Shams M.* Numerical Simulation of the Effects of Surface Roughness on Nucleation Site Density of Nanofluid Boiling // *Modares Mechanical Engineering*. – 2019. – Т. 19. – №. 7. – С. 1613-1622.

46. *Gaertner R.F.* Distribution of active sites in the nucleate boiling of liquids // *Chem. Engr. Prog. Symp. Ser.* – 1963. – Т. 59. – С. 52-61.
47. *Gaertner R.F., Westwater J.W.* Population of active sites in nucleate boiling heat transfer // *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser* – 1960. – Т. 56.
48. *Kocamustafaogullari G., Ishii M.* Interfacial area and nucleation site density in boiling systems // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 1983. – Т. 26. – №. 9. – С. 1377-1387.
49. *Wang C.H., Dhir V.K.* Effect of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface // *J. Heat Transfer* – 1993. – №. 115(3). – С. 659-669.
50. *Dong L., Quan X., Cheng P.* An analysis of surface-microstructures effects on heterogeneous nucleation in pool boiling // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 2012. – Т. 55. – №. 15-16. – С. 4376-4384.
51. *Liang G., Mudawar I.* Review of pool boiling enhancement by surface modification // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 2019. – Т. 128. – С. 892-933.
52. *Дедов А.В.* Обзор современных методов интенсификации теплообмена при пузырьковом кипении // *Теплоэнергетика.* – 2019. – №. 12. – С. 18-54.
53. *Суртаев А.С., Сердюков В.С., Павленко А.Н.* Нанотехнологии в теплофизике: теплообмен и кризисные явления при кипении // *Российские нанотехнологии.* – 2016. – Т. 11. – №. 11-12. – С. 18.
54. *Li X., Cole I., Tu J.* A review of nucleate boiling on nanoengineered surfaces – The nanostructures, phenomena and mechanisms // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 2019. – Т. 141. – С. 20-33.
55. *Swain S., Swain A., Kar S. P.* Influence of different surface coatings on pool boiling heat transfer enhancement: A brief review // *Materials Today: Proceedings.* – 2020. – Т. 26(2). – С. 1903-1907.
56. *Dhir V.K., Warriar G.R., Aktinol E.* Numerical simulation of pool boiling: a review // *Journal of Heat Transfer.* – 2013. – Т. 135. – №. 6.

57. *Kharangate C.R., Mudawar I.* Review of computational studies on boiling and condensation // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – Т. 108. – С. 1164-1196.
58. *Shekriladze I.G.* Boiling heat transfer: mechanisms, models, correlations and the lines of further research // *The Open Mechanical Engineering Journal*. – 2008. – Т. 2. – №. 1.
59. *Овсянник А.В.* Моделирование процессов теплообмена при кипении жидкостей. – ГГТУ им. П. О. Сухого, 2012.
60. *Ilić M.M., Petrović M.M., Stevanović V.D.* Boiling heat transfer modelling: A review and future prospectus // *Thermal Science*. – 2019. – Т. 23. – №. 1. – С. 87-107.
61. *Кружилин Г.Н.* Обобщение экспериментальных данных по теплоотдаче при кипении жидкостей в условиях свободной конвекции // *Известия АН СССР, ОТН*. – 1949. – №. 5. – С. 701.
62. *Кутателадзе С.С.* Основы теории теплообмена. – Атомиздат, 1979.
63. *Толубинский В.И.* К теории теплообмена при кипении // *Изв. вузов. Энергетика*. – 1959. – №. 1. – С. 15-22.
64. *Rohsenow W.M.* A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. – Cambridge: MIT Division of Industrial Cooperation, 1951.
65. *Pioro I.L.* Experimental evaluation of constants for the Rohsenow pool boiling correlation // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1999. – Т. 42. – №. 11. – С. 2003-2013.
66. *Cooper M.G.* The microlayer and bubble growth in nucleate pool boiling // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1969. – Т. 12. – №. 8. – С. 915-933.
67. *Judd R.L., Hwang K.S.* A comprehensive model for nucleate pool boiling heat transfer including microlayer evaporation // *Journal of Heat Transfer*. – 1976. – Т. 98. – С. 623-629.
68. *Zhao Y.H., Masuoka T., Tsuruta T.* Unified theoretical prediction of fully developed nucleate boiling and critical heat flux based on a dynamic

- microlayer model // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2002. – Т. 45. – №. 15. – С. 3189-3197.
69. Григорьев В.А., Павлов Ю.М., Аметистов Е.В. Кипение криогенных жидкостей. – М.: Энергия, 1977.
70. Ягов В.В. Теплообмен при развитом пузырьковом кипении жидкостей // *Теплоэнергетика*. – 1988. – №. 2. – С. 4-9.
71. Haramura Y., Katto Y. A new hydrodynamic model of critical heat flux, applicable widely to both pool and forced convection boiling on submerged bodies in saturated liquids // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1983. – Т. 26. – №. 3. – С. 389-399.
72. Van Ouwerkerk H.J. Burnout in pool boiling the stability of boiling mechanisms // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1972. – Т. 15. – №. 1. – С. 25-34.
73. Kim D. E., Song J., Kim H. Simultaneous observation of dynamics and thermal evolution of irreversible dry spot at critical heat flux in pool boiling // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2016. – Т. 99. – С. 409-424.
74. Bang I.C., Chang S.H., Baek W.P. Visualization of a principle mechanism of critical heat flux in pool boiling // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2005. – Т. 48. – №. 25-26. – С. 5371-5385.
75. Лабунцов Д.А. Вопросы теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей // *Теплоэнергетика*. – 1972. – №. 9. – С. 14.
76. Nakayama W., Daikoku T., Kuwahara H., Nakajima T. Dynamic model of enhanced boiling heat transfer on porous Surfaces—Part II: Analytical modeling // *Journal of Heat Transfer*. – 1980. – Т. 102. – С. 451-456.
77. Piroo I.L., Rohsenow W., Doerffer S.S. Nucleate pool-boiling heat transfer. I: review of parametric effects of boiling surface // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2004. – Т. 47. – №. 23. – С. 5033-5044.
78. Rahman M.M., Pollack J., McCarthy M. Increasing boiling heat transfer using low conductivity materials // *Scientific reports*. – 2015. – Т. 5. – С. 13145.

79. *Malavasi I., Teodori E., Moita A.S., Moreira A.L., Marengo M.* Wettability effect on pool boiling: a review. – *Encyclopedia of Two-Phase Heat Transfer and Flow III*, 2018.
80. *Dhir V.K.* Mechanistic prediction of nucleate boiling heat transfer—achievable or a hopeless task? // *Journal of Heat Transfer*. – 2006. – T. 128. – №. 1. – C. 1–12.
81. *Guan C.K., Klausner J.F., Mei R.* A new mechanistic model for pool boiling CHF on horizontal surfaces // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2011. – T. 54. – №. 17-18. – C. 3960-3969.
82. *Cai C., Mudawar I., Liu H.* Mechanistic method to predicting minimum heat flux point wall temperature in saturated pool boiling // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2020. – T. 156. – C. 119854.
83. *Podowski M.Z.* Toward mechanistic modeling of boiling heat transfer // *Nuclear Engineering and Technology*. – 2012. – №. 8. – C. 889–896.
84. *Gerardi C., Buongiorno J., Hu L.W., McKrell T.* Study of bubble growth in water pool boiling through synchronized, infrared thermometry and high-speed video // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2010. – T. 53. – №. 19-20. – C. 4185-4192.
85. *Khliyeva O., Zhelezny V., Lukianova T., Lukianov N., Semenyuk Y., Moreira, A.L.N., Nikulin A.* A new approach for predicting the pool boiling heat transfer coefficient of refrigerant R141b and its mixtures with surfactant and nanoparticles using experimental data // *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*. – 2020. – C. 1-13.
86. *Mohamedi B., Hanini S., Ararem A., Mellel N.* Simulation of nucleate boiling under ANSYS-FLUENT code by using RPI model coupling with artificial neural networks // *Nuclear Science and Techniques*. – 2015. – T. 26. – №. 4. – C. 40601-040601.
87. *Shademan M., Balachandar R., Barron R.* CFD Simulation of Boiling Heat Transfer Using OpenFOAM // *ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Montreal, Canada*. – 2014.
88. *Stephan P., Hammer J.* A new model for nucleate boiling heat transfer // *Heat and Mass Transfer*. – 1994. – T. 30. – №. 2. – C. 119-125.

89. *Kandlikar S.G.* A New Perspective on Heat Transfer Mechanisms and Sonic Limit in Pool Boiling // *Journal of Heat Transfer*. – 2019. – Т. 141. – №. 5.
90. *Snyder N.R., Edwards D.K.* Post Conference Comments-Summary of Conference of Bubble Dynamics. – Jet Propulsion Lab, Pasadena, CA, 1956.
91. *Moore F.D., Mesler R.B.* The measurement of rapid surface temperature fluctuations during nucleate boiling of water // *AIChE Journal*. – 1961. – Т. 7. – №. 4. – С. 620-624.
92. *Hendricks R.C., Sharp R.R.* Initiation of cooling due to bubble growth on a heating surface. – National Aeronautics and Space Administration, 1964.
93. *Cooper M.G., Lloyd A.J.P.* Transient local heat flux in nucleate boiling // *IHTC-3, Chicago, USA*. – 1966.
94. *Лабунцов Д.А.* Механизм роста паровых пузырьков на поверхности нагрева при кипении // *Инженерно-физический журнал*. – 1963. – Т. 6. – №. 4. – С. 33.
95. *Van Ouwkerk H. J.* The rapid growth of a vapour bubble at a liquid-solid interface // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1971. – Т. 14. – №. 9. – С. 1415-1431.
96. *Cooper M.G., Lloyd A.J.P.* The microlayer in nucleate pool boiling // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1969. – Т. 12. – №. 8. – С. 895-913.
97. *Jawurek H.H.* Simultaneous determination of microlayer geometry and bubble growth in nucleate boiling // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1969. – Т. 12. – №. 8. – С. 843-848.
98. *Смирнов Г.Ф.* К расчету «начальной толщины микрослоя» при пузырьковом кипении // *Инженерно-физический журнал*. – 1975. – Т.28. – № 3. – С. 503-508.
99. *Yabuki T., Nakabeppu O.* Heat transfer mechanisms in isolated bubble boiling of water observed with MEMS sensor // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2014. – Т. 76. – С. 286-297.
100. *Koffman L.D., Plesset M.S.* Experimental observations of the microlayer in vapor bubble growth on a heated solid // *Journal of Heat Transfer* – 1983. – Т. 105. – С. 625-632.

101. Kim H., Buongiorno J. Detection of liquid–vapor–solid triple contact line in two-phase heat transfer phenomena using high-speed infrared thermometry // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2011. – T. 37. – №. 2. – С. 166-172.
102. Utaka Y., Kashiwabara Y., Ozaki M. Microlayer structure in nucleate boiling of water and ethanol at atmospheric pressure // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2013. – T. 57. – №. 1. – С. 222-230.
103. Jung S., Kim H. An experimental method to simultaneously measure the dynamics and heat transfer associated with a single bubble during nucleate boiling on a horizontal surface // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2014. – T. 73. – С. 365-375.
104. Jung S., Kim H. Hydrodynamic formation of a microlayer underneath a boiling bubble // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2018. – T. 120. – С. 1229-1240.
105. Chen Z., Haginiwa A., Utaka Y. Detailed structure of microlayer in nucleate pool boiling for water measured by laser interferometric method // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – T. 108. – С. 1285-1291.
106. Chu I.C., No H.C., Song C.H. A simultaneous observation of bubble growth and microlayer behavior for an isolated boiling regime of saturated water // *Proc. 14th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics*. – 2011.
107. Utaka Y., Kashiwabara Y., Ozaki M., Chen Z. Heat transfer characteristics based on microlayer structure in nucleate pool boiling for water and ethanol // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2014. – T. 68. – С. 479-488.
108. Guion A., Afkhami S., Zaleski S., Buongiorno J. Simulations of microlayer formation in nucleate boiling // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2018. – T. 127. – С. 1271-1284.
109. Urbano A., Tanguy S., Huber G., Colin C. Direct numerical simulation of nucleate boiling in micro-layer regime // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2018. – T. 123. – С. 1128-1137.



110. Hänsch S., Walker S. Microlayer formation and depletion beneath growing steam bubbles // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2019. – Т. 111. – С. 241-263.
111. McNeil D.A., Burnside B.M., Rylatt D.I., Elsaye E.A., Baker S. Shell-side boiling of water at sub-atmospheric pressures // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2015. – Т. 85. – С. 488-504.
112. Volmer R., Eckert J., Földner G., Schnabel L. Evaporator development for adsorption heat transformation devices – Influencing factors on non-stationary evaporation with tube-fin heat exchangers at sub-atmospheric pressure // *Renewable energy*. – 2017. – Т. 110. – С. 141-153.
113. Chan M.A., Yap C.R., Ng K.C. Pool boiling heat transfer of water on finned surfaces at near vacuum pressures // *Journal of Heat Transfer*. – 2010. – Т. 132. – №. 3.
114. Sun C., Guo D., Wang Z., Sun F. Investigation on active thermal control method with pool boiling heat transfer at low pressure // *Journal of Thermal Science*. – 2018. – Т. 27. – №. 3. – С. 277-284.
115. Nishikawa K., Urakawa K. An experiment of nucleate boiling under reduced pressure // *Mem. Fac. Eng. Kyushu University*. – 1960. – Т. 19. – С. 63-71.
116. Деев В.И., Гусев В.В., Дубровский Г.П. Исследование механизма кипения воды при пониженных давлениях // *Теплоэнергетика*. – 1965. – №. 8. – С. 73.
117. Cole R., Shulman H. L. Bubble departure diameters at subatmospheric pressures // *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.* – 1966. – Т. 62. – №. 64. – С. 6-16.
118. Johnson Jr M.A., De La Peña J., Mesler R.B. Bubble shapes in nucleate boiling // *AIChE Journal*. – 1966. – Т. 12. – №. 2. – С. 344-348.
119. Akiyama M., Tachibana F., Ogawa N. Effect of pressure on bubble growth in pool boiling // *Bulletin of JSME*. – 1969. – Т. 12. – №. 53. – С. 1121-1128.
120. Ponter A.B., Haigh C.P. The boiling crisis in saturated and subcooled pool boiling at reduced pressures // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1969. – Т. 12. – №. 4. – С. 429-437.

121. *Van Stralen S.J.D., Cole, R., Sluyter W.M., Sohal M.S.* Bubble growth rates in nucleate boiling of water at subatmospheric pressures // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1975. – Т. 18. – № 5. – С. 655-669.
122. *Van Stralen S.J.D., Zijl W., De Vries D.A.* The behaviour of vapour bubbles during growth at subatmospheric pressures // *Chemical Engineering Science*. – 1977 – Т. 32. – № 10. – С. 1189–1195.
123. *Ягов В.В.* Исследование кипения жидкостей в области низких давлений, – Автореферат диссертации на соискание ученой степени к.т.н., Москва, Московский энергетический институт, 1971.
124. *Ягов В.В., Лабунцов Д.А.* Интенсификация теплообмена и стабилизация процесса кипения в области весьма низких давлений // *Инженерно-физический журнал*. – 1971. – Т. 20. – №. 6. – С. 973-981.
125. *Ягов В.В.* О предельном законе роста паровых пузырей в области весьма низких давлений (большие числа Якоба) // *Теплофизика высоких температур*. – 1988. – Т. 26. – №. 2. – С. 335-341.
126. *Лабунцов Д.А., Ягов В.В.* Об условии отрыва паровых пузырьков при кипении в области низких приведенных давлений // *Теплофизика высоких температур*. – 1988. – Т. 26. – №. 6. – С. 1233-1236.
127. *Мамонтова Н.Н.* Исследование критических тепловых потоков при кипении жидкостей в условиях свободной конвекции и давлений ниже атмосферного. – Автореферат диссертации на соискание ученой степени к.т.н., Новосибирск, Институт теплофизики СО АН СССР, 1966.
128. *Мамонтова Н.Н.* Кипение некоторых жидкостей при пониженных давлениях // *Прикладная механика и техническая физика*. – 1966. – №. 3. – С. 140.
129. *Kutateladze S.S., Mamontova N.N.* Critical heat fluxes in the pool boiling of liquids at reduced pressure // *Journal of Engineering Physics*. – 1967. – Т. 12. – №. 2. – С. 86-90.
130. *Avksentyuk B.P., Mamontova N.N.* Characteristics of heat-transfer crisis during boiling of alkali metals and organic fluids under free convection

- conditions at reduced pressure // *Progress in Heat and Mass Transfer*. – 1973. – Vol. 7. – P. 355–362.
131. *Rulliere R., Siedel B., Haberschill P.* Experimental evaluation of bubble growth of water at very low pressure // *ICBCHT-2012, Lausanne, Switzerland*. – 2012.
  132. *Giraud F., Rullière R., Toublanc C., Clausse M., Bonjour J.* Experimental evidence of a new regime for boiling of water at subatmospheric pressure // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2015. – T. 60. – C. 45-53.
  133. *Michaie S., Rullière R., Bonjour J.* Experimental study of bubble dynamics of isolated bubbles in water pool boiling at subatmospheric pressures // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2017. – T. 87. – C. 117-128.
  134. *Michaie S., Rullière R., Bonjour J.* Towards a more generalized understanding of pool boiling at low pressure: Bubble dynamics for two fluids in states of thermodynamic similarity // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2019. – T. 101. – C. 217-230.
  135. *Gao W., Qi J., Yang X., Zhang J., Wu D.* Experimental investigation on bubble departure diameter in pool boiling under sub-atmospheric pressure // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2019. – T. 134. – C. 933-947.
  136. *Joudi K.A., James D.D.* Incipient boiling characteristics at atmospheric and subatmospheric pressures // *Journal of Heat Transfer*. – 1977. – T. 99. – C. 398-403.
  137. *Kim J., Kim M.H.* On the departure behaviors of bubble at nucleate pool boiling // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2006. – T. 32. – №. 10-11. – C. 1269-1286.
  138. *Mikic B.B., Rohsenow W.M., Griffith P.* On bubble growth rates // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1970. – T. 13. – №. 4. – C. 657-666.
  139. *Лабунцов Д.А., Ягов В.В.* Динамика паровых пузырей в области низких давлений // *Труды МЭИ*. – 1975. – №. 268. – С. 16.
  140. *McGillis W.R., Carey V.P., Fitch J.S., Hamburger W.R.* Pool boiling enhancement techniques for water at low pressure // *Seventh IEEE*

*Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium, Phoenix, AZ, USA, – 1991.*

141. *Kalani A., Kandlikar S.G.* Enhanced pool boiling with ethanol at subatmospheric pressures for electronics cooling // *Journal of Heat Transfer.* – 2013. – T. 135. – №. 11.
142. *Zimmermann M., Heinz M., Sielaff A., Gambaryan-Roisman T., Stephan P.* Influence of system pressure on pool boiling regimes on a microstructured surface compared to a smooth surface // *Experimental Heat Transfer.* – 2020. – T. 33. – №. 4. – C. 318-334.
143. *Arik M., Bar-Cohen A., You S.M.* Enhancement of pool boiling critical heat flux in dielectric liquids by microporous coatings // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 2007. – T. 50. – №. 5-6. – C. 997-1009.
144. *Arya M., Khandekar S., Pratap D., Ramakrishna S.A.* Pool boiling of water on nano-structured micro wires at sub-atmospheric conditions // *Heat and Mass Transfer.* – 2016. – T. 52. – №. 9. – C. 1725-1737.
145. *Shen B., Mine T., Iwata N., Hidaka S., Takahashi K., Takata Y.* Deterioration of boiling heat transfer on biphilic surfaces under very low pressures // *Experimental Thermal and Fluid Science.* – 2020. – T. 113. – C. 110026.
146. *Wen-guang W., Tong-ze M., Hui-qun L.* Experimental study of critical heat flux in pool boiling at low pressures // *IHTC-7, Munich, Germany.* – 1982.
147. *Tolubinsky V.I., Ostrovsky J.N.* On the mechanism of boiling heat transfer (vapour bubbles growth rate in the process of boiling of liquids, solutions, and binary mixtures) // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 1966. – T. 9. – №. 12. – C. 1463-1470.
148. *Gorenflo D., Baumhögger E., Herres G., Kotthoff S.* Prediction methods for pool boiling heat transfer: A state-of-the-art review // *International Journal of refrigeration.* – 2014. – T. 43. – C. 203-226.
149. *Kim J.* Review of nucleate pool boiling bubble heat transfer mechanisms // *International Journal of Multiphase Flow.* – 2009. – T. 35. – №. 12. – C. 1067-1076.

150. *Kenning D.B.R.* Optical studies of boiling heat transfer: insights and limitations // *International Journal of heat and fluid flow*. – 2004. – T. 25. – №. 2. – C. 209-222.
151. *Thiagarajan S.J., Yang R., King C., Narumanchi S.* Bubble dynamics and nucleate pool boiling heat transfer on microporous copper surfaces // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2015. – T. 89. – C. 1297-1315.
152. *Kirby D.B., Westwater J.W.* Bubble and vapor behavior on a heated horizontal plate during pool boiling near burnout // *Chemical Engineering Progress Symposium Series*. – 1965. – T. 61. – №. 57. – C. 238-248.
153. *Ohta H.* Experiments on microgravity boiling heat transfer by using transparent heaters // *Nuclear Engineering and Design*. – 1997. – T. 175. – №. 1-2. – C. 167-180.
154. *Garrabos Y., Lecoutre C., Beysens D., Nikolayev V., Barde S., Pont G., Zappoli B.* Transparent heater for study of the boiling crisis near the vapor-liquid critical point // *Acta Astronautica*. – 2010. – T. 66. – №. 5-6. – C. 760-768.
155. *Pascual C.C., Jeter S.M., Abdel-Khalik S.I.* Visualization of boiling bubble dynamics using a flat uniformly heated transparent surface // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2002. – T. 45. – №. 3. – C. 691-696.
156. *Diao Y.H., Zhao Y.H., Wang Q.L.* Photographic study of bubble dynamics for pool boiling of refrigerant R11 // *Heat and mass transfer*. – 2007. – T. 43. – №. 9. – C. 935-947.
157. *Raad T.* Nucleation studies in pool boiling on thin plates using liquid crystals // *AIChE Journal*. – 1971. – T. 17. – C. 1260-1261.
158. *Sgheiza J.E., Myers J.E.* Behavior of nucleation sites in pool boiling // *AIChE Journal*. – 1985. – T. 31. – №. 10. – C. 1605-1613.
159. *Kenning D.B.R.* Wall temperature patterns in nucleate boiling // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1992. – T. 35. – №. 1. – C. 73-86.
160. *Theofanous T.G., Tu J.P., Dinh A.T., Dinh T.N.* The boiling crisis phenomenon: Part I: nucleation and nucleate boiling heat transfer //

- Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2002. – Т. 26. – №. 6-7. – С. 775-792.
161. *Theofanous T.G., Tu J.P., Dinh A.T., Dinh T.N.* The boiling crisis phenomenon: Part II: dryout dynamics and burnout // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2002. – Т. 26. – №. 6-7. – С. 793-810.
  162. *Golobic I., Petkovsek J., Baselj M., Papez A., Kenning D.B.R.* Experimental determination of transient wall temperature distributions close to growing vapor bubbles // *Heat and Mass Transfer*. – 2009. – Т. 45. – №. 7. – С. 857-866.
  163. *Voglar J., Zupančič M., Peperko A., Birbarah P., Miljkovic N., Golobič I.* Analysis of heater-wall temperature distributions during the saturated pool boiling of water // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2019. – Т. 102. – С. 205-214.
  164. *Zakšek P., Zupančič M., Gregorčič P., Golobič I.* Investigation of nucleate pool boiling of saturated pure liquids and ethanol-water mixtures on smooth and laser-textured surfaces // *Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering*. – 2020. – Т. 24. – №. 1. – С. 29-42.
  165. *Richenderfer A., Kossolapov A., Seong J.H., Saccone G., Demarly E., Kommajosyula R., Bucci M.* Investigation of subcooled flow boiling and CHF using high-resolution diagnostics // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2018. – Т. 99. – С. 35-58.
  166. *Васильев Н.В., Вараксин А.Ю., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А.* Характеристики кипения воды, недогретой до температуры насыщения, на структурированных поверхностях // *Теплофизика высоких температур*. – 2017. – Т. 55. – №. 6. – С. 712-719.
  167. *Васильев Н.В.* Исследование динамики одиночного парового пузыря при кипении недогретой воды // *Труды РНКТ-7*. – 2018. – С. 345-348.
  168. *Marchuk I., Karchevsky A., Surtaev A., Kabov O.* Heat flux at the surface of metal foil heater under evaporating sessile droplets // *International Journal of Aerospace Engineering*. – 2015. – Т. 2015.
  169. *Chinnov E.A.* Evolution of temperature fluctuations in a heated film of liquid // *Technical Physics Letters*. – 2015. – Т. 41. – №. 8. – С. 740-742.

170. Cheverda V.V., Svetlichnaya O.V. Experimental investigation of heat transfer in a rivulet driven by gas flow in a minichannel // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2018. – Т. 1105. – №. 1. – С. 012128.
171. Teodori E., Moita A. S., Moreira A.L.N. Characterization of pool boiling mechanisms over micro-patterned surfaces using PIV // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2013. – Т. 66. – С. 261-270.
172. Kim S., Kim D.E., Ryu S.U., Lee S.T., Euh D.J. Experimental investigation on the natural convection flow in pool boiling // *Nuclear Engineering and Design*. – 2014. – Т. 280. – С. 349-361.
173. Di Y., Estrada-Perez C., Hassan Y. Experimental Observation and Measurements of Pool Boiling Heat Transfer Using PIV, LIF, RICM Techniques // *Transactions*. – 2011. – Т. 105. – №. 1. – С. 915-916.
174. Khomutov N., Oparin A., Piskunov M., Yan W.M. Cooling of the hot steel balls by salt–water solutions and water-based suspensions: Subcooled pool boiling experiments // *International Journal of Thermal Sciences*. – 2020. – Т. 148. – С. 106164.
175. Narayan S., Srivastava A., Singh S. Rainbow schlieren-based investigation of heat transfer mechanisms during isolated nucleate pool boiling phenomenon: Effect of superheat levels // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2018. – Т. 120. – С. 127-143.
176. Voulgaropoulos V., Aguiar G.M., Matar O.K., Bucci M., Markides C.N. Temperature and velocity field measurements of pool boiling using two-colour laser-induced fluorescence, infrared thermometry and particle image velocimetry // *10th International Conference on Multiphase Flow, Rio de Janeiro, Brazil*. – 2019.
177. Hamberg I., Hjortsberg A., Granqvist C.G. High quality transparent heat reflectors of reactively evaporated indium tin oxide // *Applied Physics Letters*. – 1982. – Т. 40. – №. 5. – С. 362-364.
178. Griot M. Fundamental optics. – CVI Laser Optics, 2013.
179. Гогонин И.И. Методические ошибки в экспериментальных исследованиях теплообмена при кипении в условиях свободной

- конвекции // *Теплофизика высоких температур*. – 2008. – Т. 46. – №. 3. – С. 413-420.
180. *Davies E.R.* Computer and machine vision: theory, algorithms, practicalities. – Academic Press, 2012.
181. *Сапожников С.З.* Метрология теплофизического эксперимента. – Санкт-Петербург: Изд-во Политехн. ун-та, 2017.
182. *Аметистов Е.В., Григорьев В.А., Павлов Ю.М.* О влиянии теплофизических свойств материала поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи при кипении воды и этанола // *Теплофизика высоких температур*. – 1972. – Т. 10. – №. 4. – С. 908-910.
183. *Kwark S.M., Moreno G., Kumar R., Moon H., You S.M.* Nanocoating characterization in pool boiling heat transfer of pure water // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2010. – Т. 53. – №. 21-22. – С. 4579-4587.
184. *Jo H.J., Jo H., Ahn H.S., Kang S., Kim M.H.* A study of nucleate boiling heat transfer on hydrophilic, hydrophobic and heterogeneous wetting surfaces // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2011. – Т. 54. – №. 25-26. – С. 5643-5652.
185. *Yao Z., Lu Y. W., Kandlikar S.G.* Effects of nanowire height on pool boiling performance of water on silicon chips // *International Journal of Thermal Sciences*. – 2011. – Т. 50. – №. 11. – С. 2084-2090.
186. *Pastuszko R.* Boiling heat transfer enhancement in subsurface horizontal and vertical tunnels // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2008. – Т. 32. – №. 8. – С. 1564-1577.
187. *Nishio S., Tanaka H.* Visualization of boiling structures in high heat-flux pool-boiling // *International journal of heat and mass transfer*. – 2004. – Т. 47. – №. 21. – С. 4559-4568.
188. *Wang T., Jiang Y.Y., Jiang H.C., Guo C., Guo C.H., Tang D.W., Rong L.J.* Surface with recoverable mini structures made of shape-memory alloys for adaptive-control of boiling heat transfer // *Applied Physics Letters*. – 2015. – Т. 107. – №. 2. – С. 023904.



189. *Rallis C.J., Jawurek H.H.* Latent heat transport in saturated nucleate boiling // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1964. – Т. 7. – №. 10. – С. 1051-1068.
190. *Головин В.С., Кольчугин Б.А., Захарова Э.А.* Исследование механизма кипения этилового спирта и бензола с помощью скоростной киносъемки // *Сб. тр. Науч. иссл. ин-та им. Г.М. Кржижановского*. – 1976. – Т. 35. – С. 30.
191. *Jung S., Kim H.* An experimental study on heat transfer mechanisms in the microlayer using integrated total reflection, laser interferometry and infrared thermometry technique // *Heat Transfer Engineering*. – 2015. – Т. 36. – №. 12. – С. 1002-1012.
192. *Giustini G., Jung S., Kim H., Walker S.P.* Evaporative thermal resistance and its influence on microscopic bubble growth // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2016. – Т. 101. – С. 733-741.
193. *Франк-Каменецкий Д.А.* О движение пузырей и капель // *Труды НИИ-1*. – 1946. – Т. 7. – С. 1-17.
194. *Iida Y., Kobayasi K.* Distributions of void fraction above a horizontal heating surface in pool boiling // *Bulletin of JSME*. – 1969. – Т. 12. – №. 50. – С. 283-290.
195. *Chu I.C., No H.C., Song C.H.* Visualization of boiling structure and critical heat flux phenomenon for a narrow heating surface in a horizontal pool of saturated water // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2013. – Т. 62. – С. 142-152.
196. *Parry W.T., Bellows J.C., Gallagher J.S., Harvey A.H.* ASME International Steam Tables for industrial use: Based on the IAPWS International Formulation 1997 for the thermodynamic Properties of Water and Steam (IAPWS-IF97) // *CRTD-58, ASME*. – 2000.