

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи



Левин Анатолий Алексеевич

**Развитие методов моделирования тепломассообменных процессов
в энергетических установках в условиях интенсивных
фазовых превращений**

Специальность 1.2.2. Математическое моделирование,
численные методы и комплексы программ

Диссертация на соискание ученой степени
доктора технических наук

Иркутск – 2023

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1 АНАЛИЗ ПРОБЛЕМЫ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ ИССЛЕДОВАНИЯ	18
1.1 Математическое моделирование физических систем в условиях протекания фазовых превращений на основе законов сохранения	18
1.2 Замыкающие соотношения как часть математических моделей процессов с интенсивными фазовыми превращениями	30
1.3 Подходы к численному представлению химической трансформации вещества в условиях высоких тепловых потоков	34
1.4 Усреднение параметров теплофизических процессов в энергетическом оборудовании.....	40
1.5 Методы машинной обработки данных для последующего применения в задачах имитационного моделирования.....	47
1.6 Заключение к первой главе	50
ГЛАВА 2 МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КИПЕНИЯ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ	52
2.1 Особенности пузырькового кипения недогретой жидкости в условиях нестационарного тепловыделения	53
2.2 Численная модель пузырькового кипения в условиях нестационарного роста температуры теплоотдающей поверхности	59
2.3 Теплообмен в нестационарном пограничном слое при пузырьковом кипении	69
2.4 Аналитический способ расчета теплообмена при нестационарном пузырьковом кипении.....	75
2.5 Интенсификация нестационарного пузырькового кипения при увеличении скорости потока.....	84
2.6 Моделирование нестационарного температурного поля в окрестности торца оптоволокна при импульсном лазерном нагреве	98
2.7 Модель интенсивного охлаждения металлической поверхности в условиях циклической пульсации давления в жидкости.....	112
2.8 Заключение ко второй главе	138

ГЛАВА 3 МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ ГАЗИФИКАЦИИ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА	140
3.1 Многоступенчатая схема газификации твердого топлива.....	141
3.2 Математическая модель пиролиза твердого топлива в шнековом реакторе	145
3.3 Математическая модель второй ступени установки	153
3.4 Математическая модель третьей ступени	158
3.5 Использование математической модели газификатора для поиска оптимальных режимных условий его работы	161
3.6 Заключение к третьей главе	166
ГЛАВА 4 МЕТОДИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ОБОБЩЕНИЯ ЭМПИРИЧЕСКИХ СВЕДЕНИЙ О ПРОЦЕССАХ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ С ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ ФАЗОВЫМ СОСТОЯНИЕМ РАБОЧЕГО ТЕЛА.....	168
4.1 Отрывной диаметр пузыря при нестационарном кипении	168
4.2 Температура начала кипения и плотность центров нуклеации	184
4.3 Потери давления в каналах с двухфазным течением	193
4.4 Заключение к четвертой главе	199
ГЛАВА 5 МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ СРЕД В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ С ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ ФАЗОВЫМ СОСТОЯНИЕМ	201
5.1 Методы расчета потокораспределения в трактах энергетических установок с существенно нелинейным характером изменения теплофизических свойств потока	201
5.2 Определение гидравлических свойств потоков при построении численных реализаций математических моделей динамики оборудования энергетических установок.....	215
5.3 Исследование условий формирования затопленной струи в окрестности оптического волокна в результате коллапса парового пузыря	224
5.4 Заключение к пятой главе	240
ГЛАВА 6 ОПИСАНИЕ РАЗРАБОТАННЫХ ПРОГРАММНЫХ КОМПЛЕКСОВ.....	242
6.1 Моделирование низкосортного твердого топлива	243

6.2	Моделирование условий образования кумулятивной струи при поглощении недогретой жидкостью лазерного излучения	251
6.3	Моделирование пристенного слоя жидкости в кольцевом канале при импульсном характере тепловыделения.....	254
6.4	Математическое обеспечение тренажера энергоблока	256
6.5	Заключение к шестой главе.....	263
ЗАКЛЮЧЕНИЕ		264
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ		266
Приложение А. Характеристики пузырькового кипения в условиях резкого возрастания температуры теплоотдающей поверхности.		292
Приложение Б. Экспериментальный стенд для изучения нестационарного кипения на базе Центра коллективного пользования «Высокотемпературный контур»		302
Приложение В. Свидетельства регистрации программных комплексов.....		305
Приложение Г. Документы о практическом использовании результатов диссертационного исследования		310

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. Развитие энергетики ставит одной из основных задач обеспечение безаварийной, устойчивой работы соответствующего оборудования, в том числе теплонапряженных устройств и агрегатов с изменяющимся фазовым состоянием рабочих жидкостей. Несмотря на повышающиеся возможности осуществления прямого наблюдения за процессами как на существующих агрегатах, так и на специализированных стендах в рамках натурального физического эксперимента, ведущую роль для решения указанной задачи выполняют математические модели и их практические реализации в виде программных комплексов различного назначения. Нельзя не отметить наличие пределов использования аппарата численного моделирования, так как настоящее состояние исследований в области турбулентности и двухфазного теплообмена не позволяет полагаться на теоретические описания в области высоких значений чисел Рейнольдса и Рэлея. Поэтому при разработке новых технических решений или при выполнении оценок для обеспечения высокого уровня надежности работы существующего оборудования принято опираться как на математическое моделирование, так и на элементы физического эксперимента. Последний выступает не только инструментом для качественного понимания особенностей протекающих процессов, но и в виде фундамента для многих моделей, так как служит источником эмпирических данных.

Основной тренд в построении современных программных средств в описываемой области направлен на улучшение точности результатов расчета, достигаемое уточнением некоторого набора коэффициентов математических моделей на основе новых экспериментальных сведений, получаемых в ограниченном диапазоне режимных условий. При этом количество теоретических моделей, описывающих переходные состояния при кипении или химических реакциях в процессах пиролиза, увеличивается с каждым годом. Возникшее в результате этих тенденций неравенство между численными реализациями математических моделей и их неотъемлемой основой – эмпирическими сведениями

о сложных процессах, становится причиной возросшего внимания к качеству разрабатываемого программного обеспечения.

До начала XXI века мощность вычислительных средств и, как следствие, размеры и сложность программных реализаций ограничивали возможности применения подробных математических моделей динамических процессов, связанных с фазовыми переходами, принуждая исследователей и инженеров-разработчиков использовать усеченные представления, в том числе и аналитические решения с априорно принимаемыми допущениями, зачастую довольно существенными. В настоящее время разработка аппарата численных методов, их реализация и сочетание с актуальными задачами теплофизики уже успешно решается в рамках разработки коммерческих программных сред, на основе которых возможна реализация широкого спектра практических задач. Существующие программные среды позволяют автоматизировать процессы построения математических моделей, расчеты геометрических характеристик, вычислительных схем, осуществляя численные решения систем дифференциальных уравнений. Одновременно упрощается взаимодействие с, как правило, существенным объемом численных результатов, полученных на разрабатываемых исследователями программных комплексах. Задачи поиска компромисса между несовершенством используемых эмпирических сведений, неполнотой теоретических описаний исследуемых процессов, а также выбором оптимальных численных реализаций остаются по-прежнему методически не решенными. Таким образом, важнейшие направления исследований динамики энергетического оборудования неразрывно связаны с созданием, модернизацией и многосторонним применением математических моделей процессов, связанных с фазовым превращением рабочих тел. Актуальность темы диссертационного исследования заключается в назревшей необходимости развития подходов к математическому моделированию таких процессов, включая использование эмпирических сведений – результатов физического эксперимента, и обобщение

данных, полученных из множества источников, а также реализации численных алгоритмов в виде программных средств.

Степень изученности и разработанности проблемы. В обширном спектре исследований, посвященных как экспериментальному изучению процесса кипения, представленному в недавних работах Kim H. (2018), Goel P. (2018), Zhang Y. (2019) и др., так и аспектам его моделирования: Colombo M. (2015), Giustini G. (2018), Sato Y. (2017), Urbano A. (2018), лишь малая часть работ посвящена постановке задачи с нестационарным теплообменом: Bergez W. (2017), Ягов В.В. (2015), Павленко А.Н. (2020). Анализ вышеприведенных исследований позволяет прийти к очевидному выводу – на сегодняшний день отсутствует возможность единого методического подхода к построению математических моделей для описания процессов с интенсивным межфазным взаимодействием, особенно в условиях с наличием существенных тепловых потоков. Не последнюю роль в этой задаче играет существенный недостаток эмпирических сведений, вызванный обилием граничных условий, при которых осуществляется физический эксперимент. Несмотря на обилие выполненных исследований, представленных в работах Mikic V.В. (1970), Griffith P. (1957), Gunther F.C. (1951), Толубинского В.И. (1980), Prodanovic V. (2002), интерес к указанной тематике не иссякает. Из вышедших за последние годы, можно упомянуть как отдельные публикации, так и серии работ Song C.-H. (2011–2018), Situ R. (2008) и др. авторов. При этом, как показано в работе Chu I.-C. (2011), условия проведения экспериментов различаются в такой степени, что обобщенные по безразмерным параметрам тепловые потоки, скорости движения жидкости, давления и температуры часто образуют непересекающиеся области. Таким образом, существует проблема охвата поля исследований как теоретическим аппаратом, так и первичными, полученными путем физического эксперимента, данными.

Для описания движения сред, участвующих в тепломассообменных процессах, используются разнообразные подходы, наиболее теоретически обоснованные из которых опираются на решение уравнения Навье-Стокса.

Известные трудности, вызванные невозможностью получить аналитическое решение в общем виде, разрешаются самым разнообразным способом. Прямое решение законов сохранения на достаточно мелкой расчетной сетке для описания мелкомасштабных вихрей на текущий момент развития вычислительных средств доступно для относительно невысоких значений Re . При этом наибольший практический интерес обычно представляют задачи с развитым турбулентным течением. Проблема невозможности воспроизведения истинной картины течения жидкости при наложении разнообразных техник усреднения: RANS – Колмогоров А.Н. (1942), Chou P. (1945), Wilcox D.C. (1993) и др.; LES – Smagorinsky J. (1970), Sagaut P. (2001) и др., по всей видимости, теоретически непреодолима. Вводимые авторами многих подходов дополнительные замыкающие соотношения приводят к уменьшению степени достоверности разработанных моделей без предварительной настройки для каждой отдельной реализации. Отдельного упоминания здесь заслуживает проблема описания движения сред, для которых необходимо учитывать взаимодействие между фазами. К вышеупомянутой проблеме перегруженности математических моделей эмпирическими формулами добавляются новые замыкающие соотношения, описывающие свойства двухфазного потока в виде дополнительных моделей.

Существенно в большей степени достоверно описывает течение сред в крупных элементах энергетических установок теория гидравлических цепей, разработанная в стенах ИСЭМ СО РАН (работы Меренкова А.П., Новицкого Н.Н. и др.) и получившая распространение в ряде других работ, например, Шашков О.К. (2004), группа Tischendorf С. с 2007 и по настоящий момент. Представление задачи потокораспределения в алгебраической форме, разумеется, не позволяет получить детальную трехмерную картину поля скорости, однако во многих инженерных приложениях такая детализация и не требуется. Поиск замыкающих соотношений в такой укрупненной постановке сводится к легко разрешаемой с вычислительной точки зрения задаче, позволяя получать достоверные результаты. Развитию методов теории гидравлических цепей применительно к задачам, требующим

описания движения реагирующих сред либо с интенсивными фазовыми переходами, уделено внимание и в работах автора диссертации.

Описание процессов трансформации вещества, протекающих в перспективных энергетических установках, является задачей еще большего порядка сложности, так как к проблеме определения полей температур и скорости среды добавляется необходимость описания химических реакций. На сегодняшний день практически полезными оказываются лишь самые упрощенные теоретические описания этих, зачастую каскадных, взаимодействий, характеризующихся существенно различными постоянными времени. К таким подходам относится представление в виде уравнения Аррениуса, связывающие скорость химической реакции и температуры вещества на основе идеи необходимости преодоления энергетического барьера. Широкий перечень исследований, среди которых можно упомянуть результаты Font R. (1990), Gorton W.C. (1984), Wagenaar B.M. (1994), основан на измерениях процесса разложения частиц древесины с целью поиска предсказательных зависимостей в виде факторов частоты и энергии активации. Помимо фактора температуры, на результаты исследований оказывали существенное влияние тип древесины, размер и форма частиц, что привело к различию в коэффициентах уравнения Аррениуса, исчисляемому порядками. Отдельные успешные результаты численного моделирования технологии, основывающейся на применении низкосортного твердого топлива в энергетических целях, получены в работах Marathe P. (2019) и Di Blasi C. (2008). Однако в упомянутых работах рассматриваются малоперспективные конструкции с одноступенчатой схемой переработки топлива.

Таким образом, при решении многих задач описания тепломассообменных процессов в энергетических установках имеются трудности как теоретического характера, что вызывает необходимость применять полуэмпирические модели с настраиваемыми коэффициентами, так и проблема обобщения эмпирических сведений, из-за невозможности охвата всех возможных сочетаний граничных условий. При возникновении необходимости обеспечения инженерных разработок

до сих пор распространен подход прототипирования разрабатываемого объекта, что свидетельствует о необходимости комплексных работ – теоретических, экспериментальных, а также изучении аспектов разработки и применения аппарата математического моделирования.

Цель диссертации — разработка и развитие методов математического моделирования, построения численных алгоритмов и программного обеспечения, для описания процессов интенсивных фазовых переходов в нестационарных условиях, в том числе химической трансформации вещества с существенной нелинейностью температурных полей.

Основные задачи исследования. Для достижения цели в диссертационной работе поставлены и решены следующие задачи:

- Развитие методов математического моделирования процессов с интенсивными фазовыми переходами применительно к ряду практических задач в двумерной динамической или трехмерной стационарной постановке.
- Разработка методики обработки данных по кипению применительно к построению замыкающих соотношений модели кипения в частности и к моделированию динамического состояния оборудования в целом.
- Разработка, реализация и анализ результатов численного моделирования процессов нестационарного нагрева, образования, роста и деградации паровой фазы в окрестности оптоволокна, являющегося проводником лазерного излучения, выделяемого в недогретую жидкость, сопровождающихся образованием кумулятивной струи.

Объектом исследования являются имитационные модели процессов интенсивных фазовых трансформаций вещества в энергетических установках, в том числе в форме численного и аналитического представления.

Предметами исследования являются математические методы, вычислительные алгоритмы и программные средства моделирования тепломассообменных процессов, связанных с изменением фазового состояния вещества или химической трансформацией.

Методология и методы исследования, используемые в работе, базируются на современных развитых методах численного интегрирования дифференциальных уравнений динамики, теории гидравлических цепей, статистических методов анализа данных, а также на подходах к разработке современного программного обеспечения с целью создания имитационных моделей или инструментов для научного исследования в виде комплексов программ.

Научная новизна работы заключается в создании, модификации и исследовании подходов и моделей описания процессов с резко изменяющимися характеристиками вещества, в том числе химической трансформацией. Значительная часть решаемых задач базировалась на впервые полученных сведениях о протекании нестационарных процессов в присутствии высоких тепловых потоков.

Уникальность полученных результатов в целом определяется следующим:

1. Разработан универсальный подход к формированию математических моделей пузырькового кипения, основанный на обоснованном способе усреднения геометрических характеристик пузырей пара при кипении на теплоотдающих технических поверхностях. Показано, что использование расчетных описаний для предсказания характеристик пузырей зависит от цели их использования в математических моделях переходных процессов. Учет этого целеполагания позволил расширить диапазон применимости получаемых замыкающих соотношений для использования при построении динамических моделей.

2. Разработаны математические модели нестационарного состояния пристенного слоя жидкости в условиях резко растущей температуры твердой поверхности. Выполнена апробация и верификация этих моделей для спектра граничных условий: начальной температуры жидкости, скорости роста температуры, скорости движения жидкости.

3. Предложен оригинальный подход к обработке результатов экспериментов с подстройкой коэффициентов математических моделей, учитывающих индивидуальные особенности источников эмпирических сведений,

и обеспечивающий минимизацию как средней, так и максимальной погрешности замыкающих соотношений, как части математических моделей.

4. Разработаны, исследованы и реализованы математические модели термической конверсии частиц твердого топлива в перспективных установках по газификации.

5. Разработаны численные модели для описания условий выделения энергии в локализованных объемах жидкости с последующим фазовым переходом, на основании которых доказано существование единого механизма формирования направленных кумулятивных струй при лазерном нагреве.

Положения, выносимые на защиту:

1. Метод учета компонент теплового потока в математических моделях, учитывающий мелкомасштабные механизмы пузырькового кипения в задачах с нестационарным теплообменом без ограничения на температуру жидкости на основе интерпретации экспериментальных сведений.

2. Результаты численного исследования задач моделирования нестационарного теплообмена в условиях кипения недогретой жидкости в каналах энергетических установок.

3. Методика и программная реализация комплексного расчета технологии термохимической конверсии низкосортного твердого топлива, включающая теплообмен, газодинамику и кинетику химических реакций в виде одностадийного приближения.

4. Методический подход к построению математических моделей теплофизического профиля, обладающих высокой степенью зависимости от эмпирических сведений.

5. Численные алгоритмы и методы расчета потокораспределения в газовоздушных и пароводяных трактах энергетических установок, применительно к задачам имитационного моделирования динамических процессов в масштабе реального времени.

Соответствие диссертации паспорту научной специальности.

Диссертационное исследование соответствует следующим направлениям паспорта научной специальности 1.2.2. Математическое моделирование, численные методы и комплексы программ:

3. *Реализация эффективных численных методов и алгоритмов в виде комплексов проблемно-ориентированных программ для проведения вычислительного эксперимента.* Положение диссертационной работы №5.

4. *Разработка новых математических методов и алгоритмов интерпретации натурального эксперимента на основе его математической модели.* Положения диссертационной работы №№ 1, 3 и 5.

6. *Разработка систем компьютерного и имитационного моделирования, алгоритмов и методов имитационного моделирования на основе анализа математических моделей.* Положения диссертационной работы №№ 3 и 5.

8. *Комплексные исследования научных и технических проблем с применением современной технологии математического моделирования и вычислительного эксперимента.* Положение диссертационной работы № 2.

9. *Постановка и проведение численных экспериментов, статистический анализ их результатов, в том числе с применением современных компьютерных технологий.* Положение диссертационной работы № 2.

Диссертационное исследование содержит результаты из трех областей специальности:

1. *Математическое моделирование.* Разработаны новые математические методы и подходы к интерпретации результатов натурального эксперимента используемых при построении математических моделей процессов с интенсивными фазовыми переходами.

2. *Численные методы.* Разработаны новые численные методы для решения задач потокораспределения в трактах энергоустановок, обработки исходных данных натурального эксперимента.

3. *Комплексы программ.* Полученные результаты в области разработки математических моделей реализованы в виде комплексов имитационного моделирования либо комплексов программ для проведения вычислительных экспериментов.

Обоснованность и достоверность полученных результатов подтверждается корректностью разработанных математических моделей, их соответствию исследуемым процессам, соответствию теоретическим представлениям в предметной области, а также верификацией на экспериментальных результатах, полученных различными исследовательскими группами.

Теоретическая значимость работы состоит в том, что она вносит вклад в развитие методологии построения и реализации математических моделей для широкого круга быстропротекающих процессов, в частности кипения жидкостей, химической трансформации веществ и движения сред в системах с сильными изменениями свойств потоков. Обосновывается общность и неразрывный характер сочетания задач разработки математических моделей, выбора методов обобщения эмпирических данных, а также численной реализации.

Практическая ценность работы состоит в разработке методов построения математического обеспечения имитационных моделей процессов, протекающих в оборудовании теплоэнергетического профиля, сопровождающихся значимыми фазовыми трансформациями. Результаты диссертационной работы использовались при выполнении научно-исследовательских работ ИСЭМ СО РАН по программам СО РАН Ш.17.1. «Методы и модели исследования и оптимизации инновационных энергетических процессов и установок», Ш.17.1. «Системный анализ инновационных энергетических технологий», раздел Ш.17.1.3. «Исследование переходных процессов в энергоустановках при фазовых превращениях в теплоносителе методами физического эксперимента и математического моделирования», а также по грантам Российского фонда фундаментальных исследований и Российского научного фонда.

Апробация работы. Полученные в ходе выполнения диссертационной работы результаты неоднократно обсуждались на научных конференциях и семинарах. В их число входят следующие:

- международные конференции:

International Conference on Computational Science ICCS 2021, Amsterdam, The Netherlands, 3-5 June, 2020; XI, XII и XIII International Conferences on Computational Heat and Mass Transfer, 2018 г. (Краков, Польша), 2019 г. (Рим, Италия), 2020 г. (Париж, Франция); 5th International Workshop on Heat-Mass Transfer advances for energy conservation and pollution control (IWHT), 2019, Новосибирск; 14th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, 2019, Виклоу, Ирландия; 16th International heat transfer conference (ИНТС), Пекин, Китай, 2018; The Third Mongolia-Russia-Vietnam Workshop on Numerical Solution of Integral and Differential Equations (NSIDE 2018), 2018, Ханой, Вьетнам; First Asian Conference on Thermal Sciences (ACTS), Чеджу, Южная Корея, 2017 г.;

- всероссийские конференции:

«Современные проблемы теплофизики и энергетики», Москва, 2020 г., 2017 г.; «Теплофизика и физическая гидродинамика», Ялта/Севастополь/Сочи, 2016–2022 гг.; Сибирский теплофизический семинар, Новосибирск, 2010–2022 гг.; Российская национальная конференция по теплообмену, Москва, 2010 г., 2014 г., 2018 г., 2022 г.; Школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством академика А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в новых энергетических установках», 2009 г. (г. Жуковский), 2011 г. (г. Звенигород), 2013 г. (г. Орехово-Зуево).

Основные результаты работы получены при поддержке грантов РФФИ, РНФ и других организаций:

Гранты РФФИ: №№ 09-08-00201; 15-01-01425; 18-29-10019; 19-58-80016; Грант РНФ: №№ 16-19-10227; 19-19-00122; 22-19-00092; 23-29-00628;

Интеграционный проект СО РАН, №2 (2012-2014 гг.);

Грант Президента РФ по поддержке молодых ученых – кандидатов наук.

Реализация результатов работы. Материалы и результаты диссертационного исследования использовались при выполнении поисковых и научно-исследовательских работ в рамках темы системного анализа инновационных энергетических технологий, а также при выполнении совместных работ с внешними организациями, что подтверждается соответствующими актами внедрения.

Публикации по теме диссертации. Основное содержание диссертации опубликовано в 35 научных статьях (из них 20 — в рецензируемых журналах из Перечня рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук по научной специальности 1.2.2. (технические науки), в том числе 18 — в журналах, индексируемых Web of Science или Scopus, а также 15 публикаций в трудах конференций, индексируемых Web of Science или Scopus). Получено 5 авторских свидетельств о государственной регистрации программ для ЭВМ.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, списка использованных источников и трех приложений. Основной текст содержит 291 страницу, в том числе 108 Рисунков, 11 таблиц. Список литературы насчитывает 220 наименований. В приложениях приведены опытные данные, полученные в результате применения разработанных алгоритмов (Приложение А), иллюстративные материалы (Приложение Б), сведения об апробации и применении результатов исследования (Приложение В и Г).

Личный вклад автора. Текст диссертационной работы не содержит заимствований без ссылок на первоисточники, а также результатов исследований, выполненных в соавторстве, без соответствующего упоминания авторов. Все научно-методические результаты, представленные в диссертации, получены автором самостоятельно, либо под его научным руководством и/или при непосредственном участии. В частности, постановки задач выполнены автором самостоятельно, обработка экспериментальных данных – совместно с к.ф.-м.н. Хан

П.В., Сафаровым А.С., к.т.н. Козловым А.Н., к.т.н. Алексеюком В.Э.; работы по математическому моделированию – совместно с академиком РАН Гузовым М.А., д.т.н. Таировым Э.А., д.ф.-м.н. Чистяковым В.Ф., д.ф.-м.н. Черновым А.А., д.ф.-м.н. Актершевым С.П., к.т.н. Козловым А.Н., д.б.н. Чудновским В.М.; вычислительные работы – совместно с к.ф.-м.н. Хан П.В., Сафаровым А.С.

ГЛАВА 1 АНАЛИЗ ПРОБЛЕМЫ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ ИССЛЕДОВАНИЯ

Данная глава содержит сведения обзорного характера, а также имеет постановочный характер с описанием некоторых исходных сведений для построения математических моделей тепломассообменных процессов, включающих фазовые переходы и химическую конверсию веществ. Параграфы 1.1 и 1.2 описывают формирование математических моделей в условиях фазовых превращений, участвующих в процессе веществ на основе законов сохранения и замыкающих соотношений, как неразрывной части таких моделей. Особому случаю взаимодействия фаз, а именно – тепломассообмену в системах с химической трансформацией веществ посвящен параграф 1.3. Проблемы уточнения замыкающих соотношений в вышеперечисленных системах, решаемые алгоритмически в виде простейших итерационных методов, описаны в параграфе 1.4. Рассмотрена необходимость развития подходов к применению эмпирических сведений, получаемых в ходе физического эксперимента, объединение их с метаданными, методами обобщения и возможностью интерактивного взаимодействия с математическими моделями. В параграфе 1.5 рассмотрены известные на сегодняшний день результаты использования методов искусственного интеллекта для задач моделирования межфазных взаимодействий.

1.1 Математическое моделирование физических систем в условиях протекания фазовых превращений на основе законов сохранения

Формализация описаний интересующего в каких-либо целях объекта, систем объектов или процесса в виде системы уравнений является необходимым условием для извлечения количественных сведений, предсказания поведения таких объектов или подтверждения комплекса положений, на основе которых и формируется это описание в виде математической модели. В зависимости от требований к ожидаемому результату, заключающихся в степени пространственной детализации

описания, учета динамических свойств и ряда других особенностей, математические модели могут быть реализованы с использованием аппарата алгебраических зависимостей (простейший случай) или в форме дифференциальных и интегральных уравнений. Наиболее жестко определяющим истинность построенной модели показателем является выполнение законов сохранения: энергии, массы и количества движения. Объектами исследования в настоящей диссертации являются имитационные модели процессов интенсивных фазовых трансформаций вещества в энергетических установках, реализованные в виде численных алгоритмов. Применительно к задачам энергетики при описании фазовых переходов жидкость – газ обычно рассматривают фазовые трансформации так называемого рабочего тела, в качестве которого чаще всего выступает вода, но в ряде случаев и органические жидкости. К разряду задач, интересующих исследователей в области энергетики, формализуемых как описание фазового перехода от твердой формы в газовую или жидкую, также можно отнести процессы пиролиза угля или низкосортных твердых топлив. Теоретическое описание таких систем практически всегда сопряжено с большими трудностями, связанными с многообразием протекающих в них процессов. Синтез теоретического анализа, экспериментальных исследований и реализации численных моделей в настоящее время является основным инструментом для успешного решения возникающих в этой связи проблем. Многообразие сочетаний граничных условий, геометрии и свойств, участвующих в процессах веществ, приводит к необходимости введения существенных допущений в разрабатываемые математические модели. При этом на теоретическом уровне до сих пор не получены аналитические решения сопряженных задач фазовых переходов в средах с ярко выраженным метастабильным состоянием. Стоит отметить критическую важность накопления необходимой базы эмпирических сведений в рассматриваемой проблеме, так как помимо многофакторности условий реализации исследований существует высокая сложность постановки натуральных экспериментов и осуществления измерений с высоким пространственным и временным разрешением. Таким образом, в

настоящее время существует необходимость проведения комплексных исследований, объединяющих экспериментальные работы с вычислительными реализациями математических моделей и их последующее теоретическое осмысление.

Аппарат методов математического моделирования рассматриваемых процессов в большинстве случаев опирается на математическое выражение законов сохранения энергии, массы и/или количества движения. В общем виде закон сохранения энергии постулирует сохранение неизменной суммы полной и кинетической энергии замкнутой системы в течении любого промежутка времени. В зависимости от вида рассматриваемых задач, исследователи и инженеры могут использовать различные аспекты закона сохранения энергии. Так, при рассмотрении тепловой картины уместно обратиться к формулировке в виде уравнения теплопроводности, записанного для энергии u в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} - a \Delta u = q(x, \tau). \quad (1.1)$$

где τ – время, q – тепловой источник, a – коэффициент температуропроводности перед оператором Лапласа выражает способность тела проводить теплоту, x – пространственная координата.

Большой интерес для построения имитационных моделей при описании работы технических устройств вызывают проблемы, связанные с описанием движущихся потоков. Уравнение сохранения энергии, записанное для одномерного течения потока жидкости или газа в гомогенном приближении можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial i}{\partial \tau} + \frac{\partial(iw)}{\partial x} = q, \quad (1.2)$$

где i – удельная энтальпия, w – скорость потока.

При описании фазовых превращений, в смысле совершения химической трансформации вещества, химическая энергия может преобразовываться в тепловую. Наиболее очевидным способом сопряжения описания таких реакций с

тепловой картиной в математических моделях можно реализовать через уточнение теплового источника в правой части уравнения энергии. Определение значения этого теплового источника требует включения в математическую модель соответствующего замыкающего соотношения, описывающего экзотермическую реакцию. Другим примером фазовых превращений являются процессы испарения или конденсации. В этом случае учет вклада в баланс энергии заключается в добавлении соответствующего дополнительного слагаемого, пропорционального изменению баланса масс фаз

$$\frac{\partial i}{\partial \tau} + \frac{\partial(iw)}{\partial z} = h_{lv} \frac{\partial m_l}{\partial \tau}, \quad (1.3)$$

где h_{lv} – теплота фазового перехода единицы массы. Как легко заметить, в обоих рассмотренных случаях уравнения сохранения необходимо дополнить учетом изменения массы m_l . В общем случае можно записать уравнение сохранения массы одной фазы в следующем виде:

$$\nabla \cdot (\rho w)_l = \frac{\partial m_l}{\partial \tau}. \quad (1.4)$$

Здесь $\frac{\partial m_l}{\partial \tau}$ – скорость изменения массы одной фазы, определяется в каждом конкретном случае специфичным образом, зависит от конфигурации фаз, их термодинамического состояния и др. Например, модель конденсации Ли [106] предусматривает описание фазового перехода в следующем виде:

$$\frac{\partial m_l}{\partial \tau} = C a \rho \frac{T_s - T}{T_s}, \quad (1.5)$$

где C – коэффициент интенсивности массопереноса, определяемый решением уравнения Герца-Кнудсена

$$C = 2 \frac{A}{2-A} \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_s}} h_{lg} \frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_g}. \quad (1.6)$$

Здесь T_s – температуры среды в состоянии насыщения; R – универсальная газовая постоянная, h_{lg} – скрытая теплота парообразования, ρ_l – плотность жидкости, ρ_g – плотность пара. Авторами исследования [106] определено значение коэффициента

$A=0,07$ для численных реализаций. Следует отметить, что даже вполне понятный с точки зрения механизмов протекания процесс фазового перехода приходится описывать, опираясь на эмпирически определенный коэффициент.

В более сложных случаях, которые представляют собой практически все технические реализации с протекающими в них химическими реакциями, замыкающие соотношения носят еще более неопределенный вид. Так, концентрации реагирующих веществ в потоке обычно определяют из следующего соотношения:

$$\nabla \cdot (-D_i \nabla c_i) + \mathbf{w} \cdot \nabla c_i = R_i c_i, \quad (1.7)$$

где D_i – коэффициент диффузии i -ой компоненты, c – концентрация, R – замыкающее соотношение, например, в виде уравнения Аррениуса

$$R_i = A_i \exp\left(-\frac{E_i}{RT}\right), \quad (1.8)$$

где A_i – фактор вероятности столкновения реагирующих молекул, E_i – энергия активации. Определению значений A_i и E_i , в основном эмпирическим способом, посвящено огромное количество работ.

Вполне очевидно, что наличие источника масс в уравнении неразрывности не может не влиять и на картину течения сред – поля скорости и поля концентрации. Рассмотрим, каким образом интенсивные фазовые переходы определяют картину движения потоков методами математического моделирования. Например, при описании динамики работы элементов энергетических установок обычно достаточно учитывать изменение параметров вдоль одной пространственной координаты, совпадающей с направлением движения материальных потоков, что, как показала экспериментальная проверка [29], дает удовлетворительный результат. Уравнение сохранения количества движения в одномерном представлении можно записать следующим образом:

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial \tau} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{dp}{dz} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial w}{\partial z} + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \rho g \cdot \cos \alpha, \quad (1.9)$$

где w , как и в предыдущих уравнениях сохранения, представляет собой скорость среды; p – давление; μ – динамическая вязкость. Не принимая во внимание особенности описания других входящих в это уравнение величин (таких как вязкость и потери давления на преодоление сил трения), а также принципиальные сложности в описании турбулентного течения, даже само описание некоторой средней скорости в данном уравнении требует введения дополнительных замыкающих соотношений, т.к. в действительности двухфазный поток характеризуется как минимум двумя скоростями соответствующими каждой из фаз – жидкой и газовой. Разница в скоростях фаз вызвана существенным различием их гидродинамических свойств, поэтому пропорция между количеством фаз крайне важна. Для определения массовой и объемной доли введены описания массовой и объемной концентрации фаз соответственно. То есть, для установившегося течения двухфазного потока объемная концентрация фазы φ – доля всего объема, занимаемой этой фазой. Значение объемной концентрации пара может быть выражено в следующем виде:

$$\varphi = S_v/S, \quad (1.10)$$

где S_v – площадь поперечного сечения, занимаемого газом, S – площадь поперечного сечения канала. Тогда теплофизические свойства смеси жидкости и газа могут быть выражены в виде балансового соотношения между свойствами фаз

$$\rho = \rho_g \varphi + \rho_l(1 - \varphi). \quad (1.11)$$

Так как фазы обладают различной скоростью движения, то истинное объемное газосодержание φ отличается от объемного газосодержания β , которое выражается соотношением объемных расходов

$$\beta = Q_g / (Q_g + Q_v). \quad (1.12)$$

Массовая концентрация газовой фазы выражается соотношением массовых расходов G и может быть записана в следующем виде:

$$X = G_g / (G_g + G_v). \quad (1.13)$$

Приведенные выше уравнения выражают лишь саму сущность используемых для описания динамики потоков концентраций и не могут быть использованы в практическом ключе, так как значения входящих в них величин: площадей, объемных и массовых расходов, могут быть определены в результате решения уравнений сохранения. Поэтому существует большое количество способов представления соотношений пропорций между фазами. В известных исследованиях можно выделить 5 категорий предсказательных моделей для истинной объемной концентрации пара: 1) модели дрейфа; 2) модели проскальзывания фаз; 3) модели гомогенного течения; 4) эмпирические обобщения, и 5) численные модели, опирающиеся на интегрирование законов сохранения. Последние, хотя и потенциально представляют наибольший интерес с точки зрения создания адекватного представления взаимодействия фаз, на сегодняшний день все еще далеки от практического применения в силу больших сложностей при описании межфазной поверхности и других характеристик. Модели гомогенного течения не получали развития в последние годы в виду понятных причин, и, принимая во внимание теоретическую бесперспективность чисто эмпирических обобщений, для рассмотрения остаются лишь модели дрейфа и проскальзывания фаз. В последнем случае истинная объемная концентрация пара определяется в общем виде из следующего соотношения:

$$\varphi = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-X}{X}\right)^a f(p)}, \quad (1.14)$$

где a – эмпирически определяемый коэффициент, а функция от давления $f(p)$ также, как и a зависит от набора экспериментальных данных, для которых ищется обобщение. В моделях дрейфа зависимость объемной концентрации от массовой выражена схожим по виду соотношением:

$$\varphi = \frac{X}{\frac{\rho \dot{w}}{G} + \left(X - \frac{\rho_g}{\rho_l}(1-X)\right)^a}. \quad (1.15)$$

Коэффициент C в данном случае выражает влияние неоднородности профиля скорости, а скорость дрейфа \tilde{w} учитывает разницу между скоростями фаз. Обладая большей способностью отражать механику течения двухфазных потоков, модель дрейфа обладает широким спектром различных интерпретаций для коэффициента C . Некоторые модели включают в себя значения коэффициента a отличные от единицы. Как и в случае модели проскальзывания фаз, модель дрейфа математически описывается с привлечением некоторого диапазона экспериментально полученных сведений, ограниченных, разумеется, набором диапазонов режимных условий (давлений, расходов, геометрии каналов и т.д.). Таким образом, при построении численной реализации математической модели объекта, в котором необходимо учитывать свойства двухфазных потоков, на сегодняшний день отсутствует однозначность даже в описании подобных замыкающих соотношений.

Следует особо подчеркнуть, что описание движения потоков жидкостей и газов, а также их смеси, например, в виде парожидкостного потока, является крупной и нерешенной до конца на сегодняшний день задачей. Сложности подробного теоретического обоснования зависимостей критически важных величин, таких как площадь межфазной поверхности, скорости отдельных фаз, температуры, в случае, если наличествует термическое межфазное неравновесие, порождаются глубокими нелинейностями как теплофизических свойств отдельных фаз, так и огромной разницей в свойствах жидкой и газовой фазы одного и того же вещества. Ярким примером этого является удельная плотность воды, в процессе испарения уменьшающаяся на порядки при нормальном уровне давления.

Использование уравнения движения с учетом существования различных фаз (жидкой и газообразной) при численном моделировании сред с нелинейно изменяющимися свойствами представляет собой комплекс проблем, связанных как с теоретическими трудностями, так и с численными реализациями.

Возвращаясь к описанию сохранения энергии в моделируемых системах, запишем уравнение энергии для двухфазного потока с учетом скольжения фаз:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\varphi \rho'' i'' + (1 - \varphi) \rho' i') + \frac{\partial}{\partial z} (\varphi \rho'' i'' w'' + (1 - \varphi) \rho' i' \chi w') = q, \quad (1.16)$$

где q – тепловой поток, связанный с энергией фазового перехода, i' , i'' – энтальпии насыщенной воды и сухого пара. w' , w'' – скорости водяной и паровой фазы, χ – коэффициент скольжения, определяемый по эмпирическим зависимостям, например [63]:

$$\chi = 1 + (0,6 + 1,5\beta^2) \cdot \left(1 - \frac{p}{p_{кр}}\right) \cdot \left(\frac{\rho^2 w^2}{(\rho')^2 g d}\right)^{-0,25}, \quad (1.17)$$

где d – диаметр канала, $p_{кр}$ – критическое давление.

Как уже было показано выше, частные реализации обобщений эмпирических сведений при отсутствии строгих теоретических обоснований придают полученным математическим моделям в той же мере ограниченный характер применения, насколько был узок диапазон режимных условий в экспериментальных исследованиях, использованных в качестве базы данных. В тоже время, случаи существенных по амплитуде изменяемых параметров нестационарных состояний технических устройств требуют создания соответствующего математического описания и реализаций в виде прогностических алгоритмов. В таких, практически важных задачах, диапазон изменения величин практически никогда не охватывается любым отдельным исследованием, не посвященным процессу в целом. Исследователи и инженеры при построении численных реализаций математических моделей в соответствующих практических приложениях оставляют возможность изменять существующие или вводят дополнительные регулировочные параметры, что позволяет осуществить грубую или, в отдельных случаях, тонкую настройку модели на ожидаемый результат. Таким образом, для подобных задач на сегодняшний день практически отсутствует возможность применения численных моделей, базирующихся на основе законов сохранения и соответствующих замыкающих соотношений, без существенных ограничений в адекватности и практической полезности предсказательных расчетов.

Другим способом описания движения сред в технологических установках является применение принципов декомпозиции, а также отдельного описания медленных тепломассообменных и быстрых гидродинамических процессов. В настоящее время такой подход располагает к разработке и использованию универсальных методик построения математических моделей. В связи с этим представляет интерес разработка обобщенного алгоритма расчета потокораспределения в трактах энергоустановки на основе методов теории гидравлических цепей (ГЦ) [18]. В рамках этой теории в течение последних десятилетий развивались методические подходы, алгоритмы и численные реализации для широкого спектра прикладных задач. В числе последних опубликованных результатов можно упомянуть работы лаборатории Новицкого Н.Н. в ИСЭМ СО РАН [151, 152]. В обзорной части исследования [151] приводятся в том числе и методические результаты автора настоящей диссертации, касающиеся определения замыкающих соотношений в участках трактов гидравлической цепи с сильным изменением свойств движущихся потоков.

Обобщая вышесказанное, можно классифицировать математические модели динамики систем с интенсивным фазовым превращением вещества:

Гомогенное представление потока в виде дифференциальных уравнений, выражающих законы сохранения энергии, массы и импульса. Математические формы реализации такого подхода могут быть различными, от алгебраических зависимостей (явные или неявные), до интегральных и дифференциальных уравнений. Численные реализации этих математических моделей и методов решения систем уравнений опираются на развитый аппарат линейной алгебры, теории дифференциальных уравнений, в отдельных случаях теории вероятности и статистики, а также специализированных численных методов.

Гетерогенное описание движения сред в виде отдельных уравнений для каждой отдельной фазы. В случае изменения агрегатного состояния, эту математическую модель дополняют зависимости для скорости переноса массы/энергии через межфазную границу. Как показала практика применения

таких подходов, отдельной сложной задачей в таком случае является моделирование самой межфазной границы, требующей высокой степени пространственной детализации и развития теоретических представлений об эффектах, влияющих на ее динамику.

Выполнение фундаментальных законов сохранения, лежащих в основе как гомогенных, так и гетерогенных моделей движения сред, требует введения дополнительного математического аппарата, ответственного за корректность перехода от описания обобщенной материи к представлению каждой фазы. Так, уравнение (1.16) может быть представлено в виде суммы уравнений для отдельных фаз, каждое из которых будет описывать движение фаз в отдельности, однако взаимодействие между этими уравнениями с целью сохранения материального и энергетического баланса необходимо увязывать с новыми теоретическими либо эмпирическими зависимостями, как например, модель Ли (1.5). Таким образом, при переходе от гомогенного к гетерогенному представлению, объем требуемого математического моделирования растет нелинейно, так как помимо увеличения количества параметров, описывающих каждую отдельную фазу, возникают дополнительные замыкающие соотношения, а требуемое количество расчетных элементов также растет. Тем не менее, как легко понять на примере задач описания термохимической конверсии, в целом классе задач невозможно обойтись лишь гомогенным представлением сред. К этому же классу задач относятся проблемы описания обтекания двухфазными потоками тел сложной геометрии.

Наиболее простой математической формой представления изучаемых процессов являются алгебраические зависимости, полученные в результате использования допущения достижения стационарного состояния [151,152,152,18] и, в ряде случаев, пренебрежения пространственной неоднородностью параметров математической модели [21]. Эти подходы в плане численной реализации наименее трудозатратны, и позволяют уделять большее внимание вопросу валидации численных моделей. Однако существенная доля практических задач не позволяет применять стационарные и сосредоточенные модели, в силу необходимости учета

именно динамических и пространственно неоднородных характеристик изучаемых явлений.

Таким образом, определение оптимальной формы математического представления для различных задач, связанных с описанием интенсивного межфазового взаимодействия, является вопросом компромисса между желаемой детализацией воспроизведения изучаемых процессов и объемом требуемых для решения таких задач ресурсов. Не последнюю роль в этом вопросе играет неопределенность погрешности извлекаемых эмпирических сведений, используемых в качестве замыкающих соотношений. В рамках настоящей диссертационной работы рассматривались задачи моделирования тепломассопереноса с интенсивными фазовыми превращениями для таких физических систем, как:

- 1) металлический нагреватель, передающий тепловую энергию в жидкость в широком спектре граничных условий;
- 2) перспективная технология по переработке низкосортного твердого топлива на основе термохимической трансформации вещества;
- 3) лазерные технологии для создания направленного воздействия потоком разогретой струи жидкости;
- 4) тракты тепловых электрических станций, с необходимостью решения в масштабе реального времени задачи имитационного моделирования работы оборудования.

Для каждой из этих задач был выбран оптимальный вид математических моделей, с учетом целесообразности определения положения межфазной границы и разрешения массообменных процессов в ее пределах для практического применения. Так, гомогенное представление процесса было выбрано для 1 и 2 задачи; гетерогенное описание использовалось в третьей задаче, а решение четвертой задачи после применения декомпозиции общей математической модели обеспечивалось алгебраическими зависимостями.

1.2 Замыкающие соотношения как часть математических моделей процессов с интенсивными фазовыми превращениями

Описанные выше примеры замыкающих соотношений, возникающие при построении моделей в предметной области, среди которых упомянуты теплофизические свойства воды и водяного пара, коэффициент скольжения, коэффициент диффузии и энергия активации при описании кинетики химических реакций, составляют неотъемлемую часть математического описания процессов с интенсивными межфазными взаимодействиями. Несмотря на наличие различной степени теоретической обусловленности, ни одно из замыкающих соотношений не может быть выражено в виде точного аналитического решения. Неполнота такого теоретического понимания взаимосвязи между вспомогательными параметрами и основными характеристиками математической модели (температуры, скорости и т.д.) приводит к необходимости использования аппроксимаций некоторых эмпирических сведений. При этом математическая форма таких соотношений зачастую может быть представлена в упрощенном виде. Например, взаимосвязь между скоростью реакции и температурой, выраженная в форме уравнения Аррениуса определяет динамику трансформации вещества в виде одноступенчатого процесса, что не отражает действительно происходящих, каскадных реакций с различными постоянными времени, энергиями активации и т.д. При этом, наличие доверительных интервалов, полученных в ходе прямого измерения параметров, свидетельствует о возможном внесении погрешностей в математическую модель уже на стадии извлечения первичных сведений о протекающих процессах. Так, погрешности измерений параметров процессов исследуемых в ходе физических экспериментов могут составлять порядка 5% шкалы приборов. Полученные первичные измерения с датчиков (сигналы тока, напряжения, оптические измерения и т.п.) проходят обработку, в ходе которой возможны дополнительные увеличения погрешности. Последующая обработка полученных эмпирических сведений связана с часто возникающей

необходимостью пространственного, временного и других видов обобщений в силу неизбежности разброса данных.

В параграфе 1.4 описываются подходы к усреднению характеристик процессов, применяемые в разнообразных практических реализациях обобщений. Дальнейшая обработка данных, усредненных в зависимости от выбранного метода тем или иным способом, заключается в обобщении в виде аналитических зависимостей. Такие обобщения обладают своими собственными отличиями от исходных данных, обычно воспринимаемыми как приближение к желаемому результату – поиску зависимостей, выражающих связь между режимными параметрами. В то же время, вид математической записи таких обобщений не всегда отражает истинные взаимосвязи между режимными параметрами в силу неполноты наших теоретических представлений о процессах, протекающих в системах с фазовыми превращениями.



Рисунок 1.1 – Допущения, принимаемые для описания физических процессов при последующей реализации экспериментальных исследований и построения математических моделей процессов

Таким образом, накопление погрешности по мере формирования законченного вида математического описания протекающих процессов может и достигает существенных значений. Действенным инструментом решения этой проблемы является введение новых эмпирических коэффициентов и корректировка уже существующих. На Рисунке 1.1 это воздействие на математическую модель описывается блоком «Модификация моделей дополнительными замыкающими соотношениями». Основания для такой модификации математического описания находятся самые разнообразные. Так, например, при описании теплообмена между жидкой и газовой фазой мы в действительности не обладаем достаточно проработанными теоретическими подходами для точного определения площади этой межфазной поверхности. В большинстве работ, посвященных описанию динамики формы парового пузыря, можно увидеть результаты аналитических решений геометрических, кинематических и других подзадач, полученные на основе некоторых допущений. Вопрос достоверности подобных допущений, для последующего применения в более сложных моделях высокого уровня, всегда был и остается немаловажным для анализа корректности последних. Особо критичным этот анализ является для описания задач в динамической постановке, где накопление погрешности происходит на каждом временном шаге численной реализации, и даже относительно приемлемые для стационарного описания результаты аппроксимаций эмпирических сведений лишат достоверности предсказания эволюции сложных систем.

Как известно, для решения существующих проблем не может быть иного средства, чем начать с описания сложившейся ситуации. Практика построения математического описания в имитационном моделировании, как уже описано выше, включает в себя большое количество эмпирических соотношений, обоснованность использования которых в рамках построения сложных комплексов программ проверить зачастую крайне трудозатратно. Нередко для осуществления подобного анализа требуется крайне глубокое понимание узкоспецифичных научных проблем, что является побуждением для проведения дополнительных

исследований. Сложившееся положение может быть изменено лишь введением новых механизмов построения аппроксимирующих функций, которые позволят на основе специально разработанных методов автоматически оценивать уровень достоверности используемых замыкающих соотношений не только качественно, но и количественно.

Валидация математических моделей происходит путем сравнения результатов численного моделирования с эмпирическими сведениями, получаемыми в ходе физического эксперимента или измерения состояния исходного процесса. В силу ограниченности возможностей измерений физических величин, зачастую применяется сопоставление косвенных характеристик. Так, например, результаты численного моделирования кипения жидкости в условиях возникновения отдельных центров нуклеации могут быть сопоставлены с результатами экспериментальных исследований по плотности центров нуклеации, размеров пузырей и т.п. При этом указанные величины не составляют основу математической модели, а являются замыкающими соотношениями.

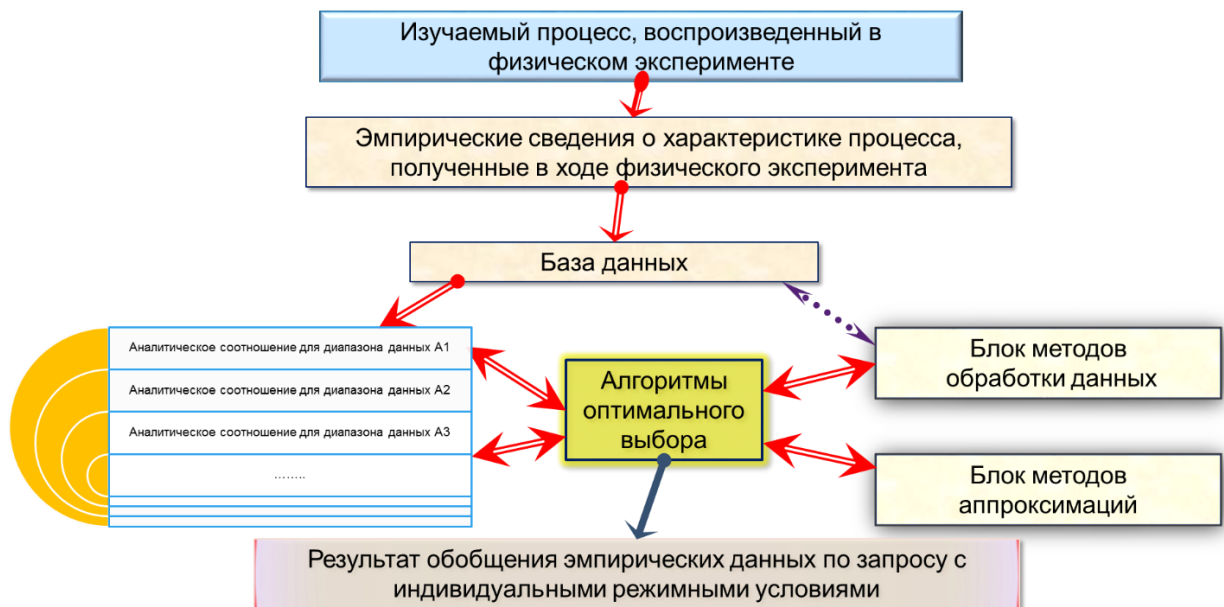


Рисунок 1.2 – Блок-схема алгоритма поиска замыкающих соотношений при извлечении эмпирических сведений из результатов физических экспериментов

Таким образом, сложившееся положение вещей в области построения математического описания процессов, сопровождающих нестационарные фазовые переходы, не позволяет надеяться на успешность применения накопленного опыта при решении задач, связанных с быстрым изменением характеристик процессов и участвующих сред. С другой стороны, область задач, связанных с нестационарным состоянием объектов и систем, а также сопряженных с фазовыми превращениями, является теоретически привлекательной площадкой не только для проверки существующих математических моделей, лежащих в их фундаменте представлений и принятых допущений, но и для реализации совершенно новых подходов, требующих привлечения достижений в области математического программирования, искусственного интеллекта, а также объединения реализованных задач на более общей платформе, предполагающей использование неограниченного количества физических постановок (Рисунок 1.2).

1.3 Подходы к численному представлению химической трансформации вещества в условиях высоких тепловых потоков

К отдельному ряду задач относятся разработка и реализация алгоритмов, описывающих технические устройства с протекающими в них процессами трансформации вещества, например, пиролиза твердого топлива в перспективных энергетических установках. Численное моделирование таких процессов представляет собой задачу повышенной сложности, так как сочетает в себе подзадачи определения полей скорости и температуры с подзадачей реализации моделей химических реакций. Трансформация вещества в условиях существования тепловых потоков большой плотности в еще большей степени усложняет рассматриваемую проблему. В настоящем параграфе будут рассмотрены основные подходы к решению таких задач и нерешенные проблемы, существующие в настоящий момент.

Рассмотрение проблемы описания химических трансформаций неотрывно связано с принципами теоретического построения описаний протекающих реакций в химии. Существует огромное количество известных комбинаций веществ, вступающих в реакции, среди которых рассматривается достаточно небольшой спектр трансформаций. Такие трансформации условно можно разделить на следующие виды: диссоциации; обмена (замещения); переноса элементарных частиц (протона и электрона) и изомеризации. Последние реакции затруднительно выразить обобщающим уравнением. Скорость химической реакции и ее механизм – неразрывно связанные понятия, изучаемые в специальном разделе физической химии, химической кинетике.

В рамках настоящей диссертации будет рассмотрена проблема моделирования реакций пиролиза твердого топлива, который представляет собой термическое разложение органических соединений при недостатке кислорода. В промышленности пиролиз углеводородных соединений протекает при температурах выше 300° и ниже 1000°C при давлении $0,1 \div 0,4$ МПа. С физической точки зрения, твердое топливо, а конкретно – древесные отходы производств, представляет собой сложную структуру, обладающую большой дисперсией свойств, а также анизотропией этих свойств. Теплопроводность и газопроницаемость внутри отдельных частиц топлива различаются в различных пространственных осях в несколько раз. Существенно могут различаться многие свойства древесины в зависимости не только от происхождения, но и от способа переработки, и, даже, от времени хранения. Пиролиз древесины реализуется через огромное количество протекающих реакций, в результате которых образуются вещества, обычно объединяемые в группы на основании их агрегатного состояния: газы – (CO_2 , CO , CH_4 , H_2), жидкости (смолы и биотопливо) и кокс. Эти вещества образуются как в результате первичного разложения топлива, так и после многочисленных последующих реакций органических продуктов с образованием низкомолекулярных соединений. Как уже было сказано выше, скорость, температура и давление являются определяющими параметрами для реализаций

этих реакций. Полноценное описание всего каскада этих реакций вряд ли представляется возможным, так как сопряжено не только с трудностью описания и декомпозиции отдельных протекающих взаимодействий, но и требует решения сложной в математическом ключе постановки задачи, так как времена протекания отдельных реакций и количество образующихся веществ могут различаться в десятки тысяч раз.

Одним из наиболее распространенных способов детерминизации рассматриваемого процесса является увязывание количественных результатов реакций с основными определяющими параметрами – температура и скорость реакции. Давление практически исключается из рассмотрения, так как в технических реализациях его варьирование является исключительной вещью, возникающей лишь в специфичных аварийных ситуациях. В связи с вышеописанными сложностями полноценного описания всех протекающих реакций, зачастую общую задачу редуцируют до простейших представлений. Поскольку одной из важнейших характеристик в подобных моделях является скорость протекания реакций, основным инструментом для изучения и подготовки фундамента для построения математических моделей служит термогравиметрический анализ. Этот способ опирается на методику тщательного измерения веса частицы исследуемого образца при ее нагреве с различной скоростью. Изменение веса частицы, хоть и является результатом суперпозиции всех протекающих реакций, может быть крайне показательной характеристикой, используемой как основа для построения зависимости между температурными условиями и скоростью протекания реакции.

Одноступенчатое представление пиролиза. Для быстропротекающих процессов довольно успешно и обоснованно применяется одноступенчатая модель. В этом способе описания сложных химических трансформаций вещества полученные в результате измерения термогравиметрическим методом результаты измерений обобщаются с помощью уравнений типа Аррениуса:

$$k_i(T) = A_i \cdot e^{-E_i/RT}, \quad (1.18)$$

где $k_i(T)$ – скорость протекания реакции для i -ой фракции, а A_i и E_i – фактор частоты и энергия активации соответственно. Следует отметить, что значения коэффициентов в результате такого обобщения представляют собой некоторую суперпозицию реальной трансформации веществ. Схематически, на Рисунке 1.3 изображена общая идея одноступенчатой группы реакций разложения древесины на составляющие продукты – газ, смолы и кокс.

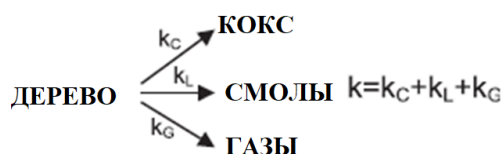


Рисунок 1.3 – Одноступенчатая схема разложения древесины

Несмотря на очевидное упрощение и, даже, игнорирование, теоретических аспектов в таком подходе, его применение оправданно в случае строгого лимитирования времени протекания реакций и температурного диапазона, в рамках которого происходит разложение древесины. В ряде работ [68, 79, 153, 194, 201, 203] на образцах древесины различного происхождения, размеров частиц, начальной, конечной температуры и в реализациях различных экспериментальных установок были получены оценки для значений фактора частоты и энергии активации. Широта диапазона условий реализаций реакций, реализованных в исследованиях, представленных в Таблице 1.1, порождает широкие же пределы изменения основных коэффициентов – факторов частоты и энергии активации.

Многошаговое представление пиролиза. Происходящий в реальности процесс разложения древесины является сложным комплексом химических реакций, поддающихся формализации в виде протекающих последовательно превращений. В настоящий момент не имеется окончательного решения о выборе предпочтительного описания этого процесса в виде математической модели. Например, как показано в работе [162], в ничтожно краткий промежуток времени (0,35–0,75 мс) могут происходить значимые акты деполимеризации целлюлозы.

Как уже было сказано выше, реакция активации целлюлозы, являющаяся первой ступенью ее разложения на конечные компоненты, протекает в достаточно краткий промежуток времени, в то же время являясь определяющей для количества образующихся газов и кокса. Картина происходящего процесса в целом настолько сложна, что вплоть до настоящего времени ведутся активные работы по инструментальному исследованию отдельных аспектов химических трансформаций. В своей работе Piskorz [162] рассмотрел одну из наиболее подробных схем разложения целлюлозы, включающую в себя 5 ступеней или 16 отдельных реакций. Аналогичное исследование Banyasz демонстрирует возможность описания этого разложения схемой из 7 ступеней или 13 реакций. При этом, в работе [138] отмечается, что результаты исследований при использовании различных лабораторных техник – газовой или жидкостной хроматографии, могут различаться в диапазоне от 1 до 7 %. В этой связи неудивительно, что в результате применения обобщений этих эмпирических сведений, реализованные на платформе современных вычислительных пакетов (например, ANSYS, COMSOL и др.) процесс валидации реализованных математических моделей происходит циклически, как показано на рисунке 1.5.

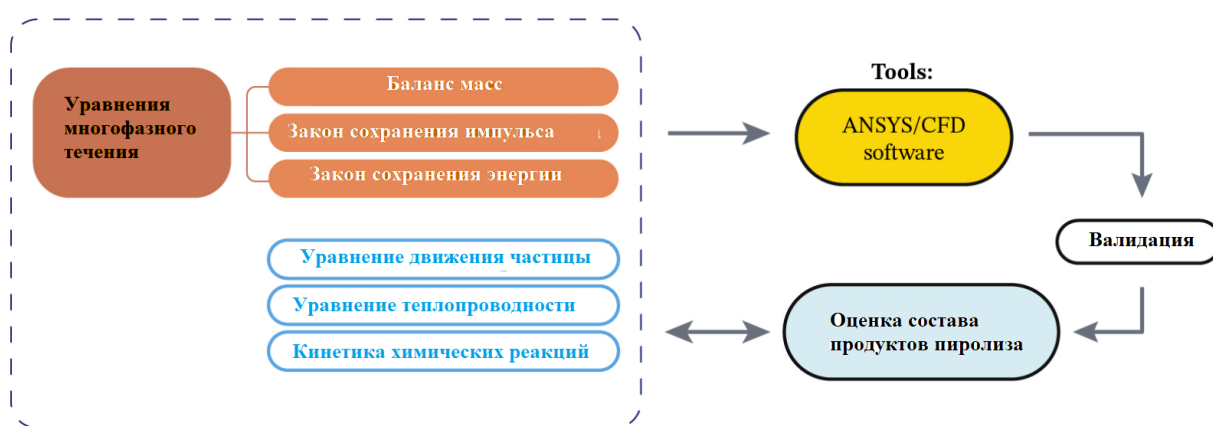


Рисунок 1.5 – Диаграмма моделирования пиролиза биомассы [188]

Причина необходимости верификации блока кинетики химических реакций в составе общей математической модели заключается в невозможности выделения наиболее критически важной отдельной химической реакции, описываемой уравнением вида (1.12). Суммирование же погрешностей всех реакций, входящих

в схему разложения вещества, приводит к очевидно неприемлемому результату с точки зрения практической применимости многоступенчатых реакций в крупных математических моделях установок термохимической конверсии твердого топлива.

Один из последних результатов в области разработки комплексной модели пилотного реактора на биомассе с нисходящим потоком представлен в работе Rangel-Hernández [172]. Математическая модель авторов разработана и применяется для индивидуального моделирования процессов горения, газификации и пиролиза. Их модель способна правильно предсказывать профили температуры и скорости, состав газа и время пребывания частиц. Прогнозируемый профиль температуры газа согласуется с экспериментальными данными. Возможность модели отражать влияния различных режимов работы реактора на важные выходные параметры позволяет сделать предположение о достижимости уровня реализации пригодного для проведения оптимизационных вычислений различных процессов термохимической конверсии. Отличительной особенностью представленной модели является использование одной и той же одноступенчатой схемы установки при различных режимах ее функционирования. Реализация численной модели осуществлялась средствами коммерческого пакета Ansys-Fluent. Несмотря на привлекательный универсализм подобного подхода к математическому моделированию установок по переработке твердого топлива в рамках применения технологии газификации, с прикладной точки зрения наибольший интерес представляют схемы с многоступенчатой реализацией.

1.4 Усреднение параметров теплофизических процессов в энергетическом оборудовании

Широкое применение процесса кипения в энергетических агрегатах обусловлено возможностью переноса большого количества теплоты с удельной площади поверхности при постоянстве температур материалов, участвующих в этом процессе. В обширном спектре исследований, посвященных как экспериментальному изучению процесса кипения [40, 78, 167, 177, 202], так и

аспектам его моделирования [56, 76, 178, 199] лишь малая часть работ посвящена постановке задачи с нестационарным теплообменом [66, 113]. Причины этого кроются как в сложности постановки экспериментальных работ, так и в несовершенстве текущего аппарата вычислительных алгоритмов, а также в недостатке понимания механики рассматриваемых процессов, связанных с межфазными превращениями, и в сложности обобщения характеристик процесса кипения. Наряду со сложностью решения каждой из этих проблем по отдельности следует отметить и их взаимное влияние, так как неполнота эмпирических сведений порождает несовершенство математических моделей, которые, в свою очередь снижают качество получаемых сведений в ходе эксперимента, так как такая характеристика как температура с необходимой пространственной и временной дискретизацией может быть определена в большинстве случаев лишь численно. Факт наличия отдельных успешных реализаций внедрения оптических методов для этих задач не отменяет специфичности требований их имплементирования. Тут можно отметить необходимость использования достаточно тонких металлических проводников, на которых оптическими методами извлекаются в высокой степени информативные сведения о поведении температуры и тепловых потоков. Что же касается применения методов трассерной диагностики, ее ограничения вполне очевидны в случае высокого количества паровой фазы в изучаемых устройствах и сосудах.

Статистический характер величин, характеризующих процесс кипения обусловлен как масштабом изначального парового зародыша, так и сложной картиной динамики в пристенном слое жидкости. Как показывают некоторые исследования [189], температура поверхности способна осциллировать в пределах отдельного акта нуклеации более чем на 5–10 К, а микроконвекция в окрестности пузырей ответственна за перенос теплоты вплоть до 25% от всего теплового потока. Проблема недостаточности эмпирических сведений даже для случаев со стационарным пузырьковым кипением отмечается в широко цитируемой монографии Толубинского [31]. Оценивая характеристики пузырькового кипения,

в [31] рекомендуется в рамках отдельного наблюдения добиваться измерений в количестве не менее 300 единиц. Как легко видеть из Табл. 1.2, подобные оценки ставят под сомнение законченность экспериментальных работ в обсуждаемой области исследований.

Таблица 1.2 – Характеристики опытных данных пузырькового кипения

	Murshed et al.	Prodanovic	Brooks	Klausner	Klausner
Измеряемые величины и их число	D_d, f_d 3	D_d 54	D_d, f_d 92	D_d 35	D_d 19
Ориентация канала	Вертикаль.	Вертикаль.	Вертикаль.	Горизонт.	Горизонт.
Жидкость	R134a	Вода	Вода	R113	FC87
Материал нагревателя	Нержавеющая сталь	Нержавеющая сталь	Нержавеющая сталь	Нихром	Нихром
Внутренняя геометрия канала	Прямоугольн.	Кольцевой	Кольцевой	Квадр.	Квадр.
Гидравлический диаметр, [мм]	5,56	9,3	19	25	12,7
Давление, [кПа]	690; 758; 827	105–300	150; 300; 450	131–212	142–155
Тепловой поток, [кВт/м ²]	130	100–1200	100–492	11–26	1,32–14,6
Массовый расход, [кг/м ² с]	1206	79–790	235–986	113–287	192–666
Температура недогрева, [°C]	4; 7; 9,5	10–30	5–40	1–19	1,96–4,91
Число измерений на усредненное значение	Нет сведений	100	100	200	~ 57

Поскольку неотъемлемым качеством пузырькового кипения является его стохастический характер, то в известной степени случайным характером обладают геометрические размеры паровых структур – пузырей, их период жизни, частота зарождения и т.д. Для практических задач, в то же время, наибольшее значение имеют некоторые средние характеристики, в результате чего исследователями

создаются разнообразные эмпирические оценки интегральных теплообменных характеристик и свойств процесса кипения. В результате возникает некоторая произвольность в зависящих от некорректно определенных величин производных параметров – величин локальных тепловых потоков, толщины теплового слоя жидкости и т.д.

Таким образом, поскольку необходимость создания массива экспериментальных сведений о протекании нестационарных процессов кипения является актуальной задачей, то еще большее значение приобретает выбор правильной процедуры обобщения данных. Рисунок 1.6 демонстрирует разброс значений размеров пузырей в опытах с нестационарным кипением на поверхности нагревателя из нержавеющей стали. В течении кратких мгновений времени исчисляемых десятками миллисекунд, максимальный размер пузырей меняется кратно, при этом на протяжении всего процесса минимальный размер не изменяется. Это обусловлено практически хаотическим распределением шероховатостей на технических поверхностях, где, в отличие от большинства исследований с гладкими, тонкими в некотором смысле идеальными поверхностями, размер впадин может варьироваться в широких пределах. Вследствие этого повышение температуры поверхности приводит к активации все большего числа потенциальных центров парообразования, порождая таким образом спектр возможных размеров пузырей на поверхности.

Выбор характерного размера пузыря, соответствующего условиям отдельного исследуемого случая, в еще большей степени требует наличия убедительно обширной базе исходных данных. При некоторых значения числа опытных данных разброс неопределенности будет соответствовать более чем 50% средних величин. С точки зрения применимости изучения процесса кипения указанные эмпирические сведения становятся практически бесполезны. Их наличие лишь позволяет делать некоторые качественные выводы, не позволяя создавать аналитические обобщения, применимые для количественных предсказаний.

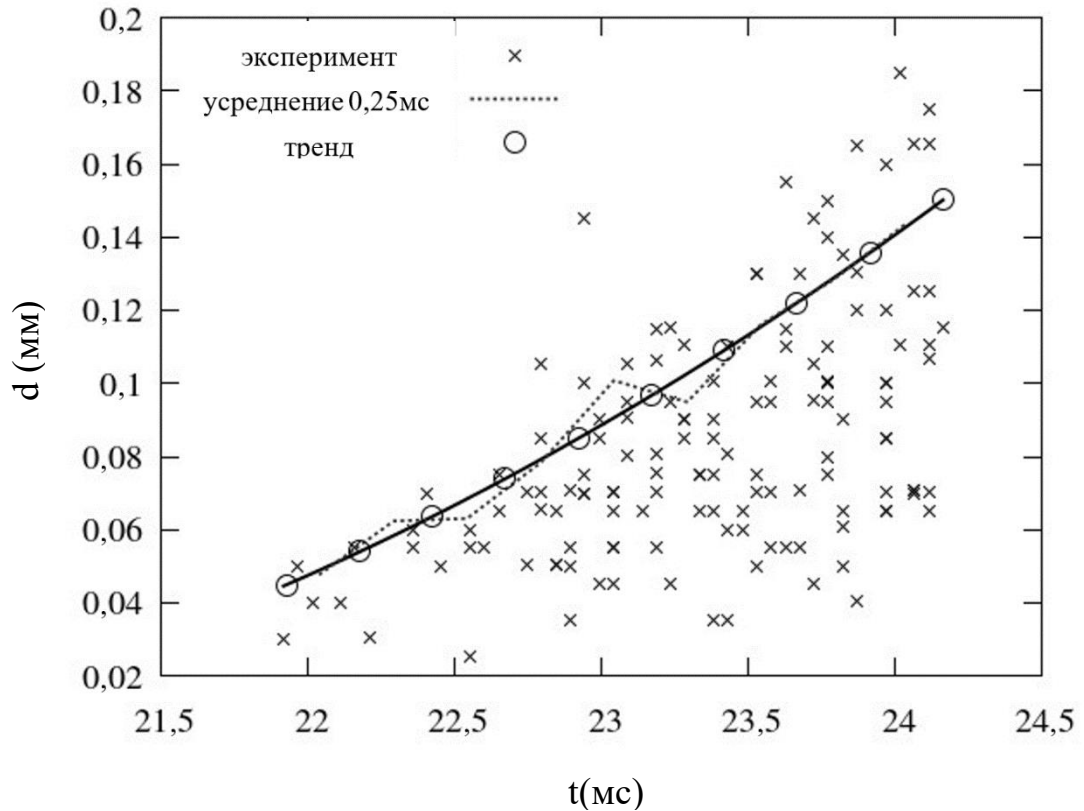


Рисунок 1.6 – Динамика диаметров пузырьков максимального размера на поверхности трубчатого нагревателя из нержавеющей стали, $T_b=30^\circ\text{C}$.

Скорость нагрева стенки 6 К/мс

Другой стороной этой проблемы является способ выбора средней величины. В математике традиционно выделяют следующие способы: определение среднеарифметического числа (с выбрасыванием экстремальных значений или без применения такого подхода), расчет значения медианы, определение среднегеометрического, средневзвешенного по весовой величине и среднегармонического значения. Рассмотрим некоторые из этих подходов применительно к задачам теплофизики:

- Выбор **максимального значения** диаметра из возможных значений. Основанием для этого подхода может служить идея о реализации оптимальных условий для выборочных центров парообразования, оказывающих наибольшее воздействие на изучаемый процесс.
- Выбор **среднеарифметического значения** с заданным квантованием по времени процесса для переходных состояний или обобщаемым на всем периоде

наблюдений. Это один из самых распространенных подходов, обоснованность которого лежит скорее в области привычки обобщать все данные, считая равноправным вклад каждого отдельного акта нуклеации в общий процесс кипения.

– Случай **интегрирования характеристик** материала (жидкости, газа или металла) по длине протяженных теплообменных аппаратов. Одним из часто встречающихся примеров этого является температура в сосредоточенных математических моделях, использующихся для описания динамики оборудования. В математическом смысле этот прием является усечением исходной системы дифференциальных уравнений динамики (баланса импульса, массы и энергии) путем интегрирования по пространственной координате. Так, уравнение энергии для расчета динамики рекуперативного теплообменника будет выглядеть следующим образом:

$$\bar{\rho}_l V_l \frac{d\bar{i}_l}{d\tau} + D_l (i_{l,2} - i_{l,1}) = \alpha_l F_l (\bar{\theta} - \bar{T}_l), \quad (1.19)$$

где $\bar{\rho}_l$ – плотность воды при среднем по длине участка значении температуры \bar{T}_l , V_l – внутренний объем теплообменника, занимаемый водой, \bar{i}_l – средняя энтальпия воды, D_l – расход воды, $i_{l,2}$ – энтальпия воды на выходе из теплообменника, $i_{l,1}$ – энтальпия воды на входе в теплообменник, α_l – коэффициент теплоотдачи, F_l – площадь теплообмена, $\bar{\theta}$ – средняя температура металла в теплообменнике. Определение корректного способа усреднения по длине теплообменников являлось предметом изучения нескольких исследований [20, 21, 25]. В общем случае вводится дополнительный коэффициент k , при помощи которого распределение параметров выглядит следующим образом:

$$\bar{i}_l = k \cdot i_{l,2} - (1 - k) \cdot i_{l,1}. \quad (1.20)$$

В практических реализациях, \bar{i}_l определяется путем численного решения уравнения (1.12), а значение энтальпии на выходе $i_{l,2}$ определяется из соотношения (1.13). Использование любого постоянного значения k будет неизбежно приводить к существенным ошибкам, т.к. производная температуры $T(x,\tau)$ от времени не может быть равна 0. Более того, т.к. решение уравнения (1.20) лишено способности

описывать транспортное запаздывание, возмущение энтальпии на входе в теплообменник $\Delta i_{l,1}$ будет описано математической моделью с ошибочным промежуточным результатом $\Delta i_{l,2} \approx -\Delta i_{l,1}$ для малых шагов по времени $\Delta \tau$.

Сам прием усечения дифференциальных уравнений интегрированием по длине неизбежно приводит к потере знания о виде зависимости $T(x,\tau)$, что даже в одномерном приближении является невосполнимой потерей сведений о динамических свойствах объекта. Некоторым аналогом решения этой проблемы может быть перенос процесса интегрирования в алгоритмы численного моделирования, с сохранением сведений о состоянии моделируемого объекта на заданный период времени, равный постоянной времени. Такой подход, реализованный в виде численного алгоритма, является некоторым вариантом компенсации первоначального отхода от решения исходных дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих пространственно распределенный процесс.

Вышеописанные подходы используются для определения наилучшей аппроксимации исходных данных. Однако при использовании эмпирических сведений существует еще и проблема использования исходных данных с учетом погрешности их измерений. В общем случае погрешности замеров отдельных величин можно считать случайными, описываемыми нормальным законом распределения. Величина дисперсии измерений отдельных типов измерительной аппаратуры различается, что можно легко определить по классу точности конкретного прибора. При этом различаться может и дисперсия измерений в разных областях шкалы измерений отдельного прибора. Очевидно, что линейные подходы к поиску усредненных значений, учитывающих непосредственно погрешность измерений, не могут дать существенного увеличения достоверности эмпирических данных. Каждое отдельное измерение величины в рамках одного эксперимента принято выполнять не менее 5 раз, а количество измеряемых параметров исчисляется десятками. Таким образом, количество используемых для аппроксимации значений некоторых усредненных измерений может достигать

десятков тысяч для обобщающих зависимостей. Для такого существенного объема данных, неоднородных по своей достоверности и амплитуде, существует ряд подходов к поиску обобщений, среди которых стоит упомянуть методы нелинейного математического программирования.

1.5 Методы машинной обработки данных для последующего применения в задачах имитационного моделирования

Проведение полномасштабных экспериментов или полное CFD-моделирование тепломассообменных процессов требует огромных ресурсоемких работ, в том числе с привлечением дорогостоящего оборудования, вычислительных средств, и, что не менее важно, времени. Большинство характеристик теплообменных процессов, такие как, например, коэффициент теплоотдачи, коэффициент скольжения, отрывной диаметр пузыря, паросодержание и др. обычно являются функцией многих независимых свойств, режимных условий и/или безразмерных комплексов, каждая из которых действительна в определенном диапазоне значений. Обобщенные подходы корреляции показали, как существующие данные экспериментальных исследований могут быть объединены для разработки высокоточных инструментов прогнозирования [97, 179]. Связь между этими параметрами и их отношение к выходным параметрам можно вывести с помощью новых методов моделирования на основе машинного обучения.

За последние несколько десятилетий было выполнено беспрецедентное развитие методов вычислений, основанных на компьютерных технологиях, таких как искусственные нейронные сети (ИНС), дерево решений, случайный лес, градиентное усиление, адаптивные нейро-нечеткие системы вывода и машины опорных векторов, с их приложениями к множеству инженерных проблем. ИНС – это нелинейные статистические модели, такие как модели регрессии прогнозирования, которые извлекают линейную комбинацию производных характеристик в качестве входных данных, тем самым моделируя цель как

нелинейную функцию этих характеристик [64]. Методы моделирования на основе машинного обучения для анализа тепловых систем в последние годы стали очень многообещающими, и наибольший интерес проявился к ИНС [35, 36, 42, 62, 63, 105, 137, 154, 211]. Для анализа теплопередачи ранние работы Thibault et al. [191] показали, что данные о теплопередаче для практических задач могут быть коррелированы с ИНС. В другом раннем исследовании Jambunathan с соавторами [93] показали, что ИНС могут моделировать одномерную переходную теплопроводность для жидкокристаллической термографии и предсказывать коэффициенты конвективной теплопередачи внутри воздуховода. В последние годы можно видеть широкое распространение ИНС для решения более сложных задач теплопередачи. В своих работах Naphon и Arisariyawong [147, 148] применили ИНС для анализа теплопередачи в горизонтальном трубчатом теплообменнике с пружинной вставкой и теплопередачи в спирально вращающихся трубках, с прогнозами, превосходящими имеющиеся в литературе корреляции. ИНС также показали хорошие результаты при прогнозировании теплопередачи в системах потоков на основе наножидкостей [74, 141, 150]. В недавнем исследовании Qiu с коллегами [168] объединили данные о коэффициенте теплопередачи насыщенного потока и кипения, полученные от мировых исследователей, и реализовали ИНС с результатами, убедительно демонстрирующими, что этот метод превосходит широко применяемые инструменты прогнозирования на основе обобщенной корреляции. Хотя ИНС являются наиболее распространенными, недавние исследования показали, что интерес к другим методам машинного обучения также растет. Багбан и др. [41] провели сравнение между искусственной нейронной сетью, адаптивной системой нейро-нечеткого вывода и моделями векторной машины поддержки принятия решений на основе метода наименьших квадратов для прогнозирования чисел Нуссельта для спирально-спиральных теплообменников с углеродной наножидкостью на водной основе. Их результаты показали, что методы опорных векторов превосходят другие подходы.

Представленный анализ проблем построения математических моделей кипения жидкости посвящен влиянию корректного обобщения эмпирических данных, используемых для построения замыкающих соотношений. Отдельным вопросом для дальнейшего изучения являются показатели вариации теплофизических данных, такие как размах вариации, дисперсия и закон распределения. Некоторые результаты анализа статистической неоднородности данных в этом направлении уже изучаются в ряде работ [134, 214].

Модели пиролиза, реализованные в искусственных нейронных сетях. В условиях сложности теоретического описания протекания многостадийного разложения древесины естественной привлекательностью стали обладать модели, реализуемые средствами т.н. искусственного интеллекта – нейронные сети, генетические алгоритмы и др. В решении задачи построения имитационных моделей процесса газификации биомассы довольно успешно проявили себя алгоритмы, реализованные в работах [43, 83, 143, 166]. Методика этих подходов располагает к привлечению обширных результатов, имеющихся к настоящему времени в опубликованных исследованиях, для так называемого обучения численных алгоритмов, другими словами – для поиска эмпирических коэффициентов. Таким образом, даже при самых успешных реализациях этого подхода, не стоит ожидать большего от алгоритмов, чем от обычных обобщений эмпирических сведений. Возможность распространения результатов обучения алгоритмов на область режимных условий, не охваченных в процессе обучения ограничена способностью задания корректной математической записи, отражающей особенности физико-химических условий протекания процесса. С другой стороны, как уже было показано выше, процессы термохимической конверсии древесины настолько сложны в описании, что в настоящий момент ожидать полновесного теоретического описания не имеет смысла. Таким образом, применение методов искусственного интеллекта может являться в некотором смысле «золотой серединой» среди подходов к построению математических моделей. С другой стороны, такие подходы не обладают естественностью

сочетания с моделями, основанными на законах сохранения массы, энергии и импульса.

Также существуют подходы, основанные на более скупом теоретическом описании протекающих процессов, слабой зависимости от геометрии, физических и химических особенностей конкретных технологических установок и участвующих в процессе веществ, и суть которых заключается в определении условий выполнения второго закона термодинамики. Результаты применения этих подходов, часто называемых равновесными, были сопоставлены с результатами предсказаний, полученных алгоритмами нейронных сетей в работе [143]. Было показано, что оба подхода дают сопоставимые результаты, со средней погрешностью около 10% и в отдельных случаях достигая 25%. Есть основания полагать, что алгоритмы искусственных нейронных сетей вполне успешно могут сочетаться в совместных реализациях с равновесными подходами. В работе [46] реализовано сочетание реализации ИНС для поиска распределения температур в газификаторе со стехиометрической равновесной моделью.

1.6 Заключение к первой главе

Подводя итоги обзорной части, следует отметить, что возникновение нестационарности в поле температуры и поле скорости существенно изменяет характер протекания процессов, сопровождаемых межфазными переходами. При этом, характеристики этих процессов могут зависеть от уровня нестационарности, как показано на примере плотности центров нуклеации, могут чувствовать слабо или вообще не чувствовать изменения во времени основных характеристик теплообменных процессов, а могут и вовсе не подчиняться даже виду зависимостей, полученных при обобщении опытных данных, извлекаемых из результатов экспериментального исследования в условиях статических тепловых потоков или температур. Последний случай ярко демонстрируется предсказательными моделями максимального/отрывного диаметра пузыря,

которые, как показали исследования автора, не способны успешно пройти валидацию на результатах опытов с нестационарным тепловыделением в вертикальном течении недогретой до температуры кипения воды.

Анализ исследований посвященных моделированию процессов термохимической конверсии твердого топлива демонстрирует необходимость интеграции экспериментальных исследований с разработкой математических моделей. В текущем состоянии методологии публикаций научных исследований практически отсутствует возможность доступа к первичным, необработанным результатам экспериментальных исследований. Особенности реализаций нестационарных и/или теплонапряженных процессов, сопряженных с фазовыми трансформациями вещества, порождают необходимость создания нового подхода к подготовке обобщающих зависимостей для замыкающих соотношений, являющихся ключевыми характеристиками. Такой подход требует реализаций результатов физических экспериментов в виде комплекса библиотек, включающих в себя методы обработки данных, их обобщений и возможности гибкого доступа к исходным эмпирическим результатам.

Проведен анализ использования эмпирических сведений при построении математических моделей процессов с интенсивными фазовыми превращениями. Показана неизбежная необходимость создания нового подхода к передаче исходных данных, получаемых в ходе физического эксперимента, объединение их с метаданными, методами обобщения и возможностью интерактивного взаимодействия с полученной системой при построении математических моделей. Рассмотрены вопросы применения методов машинной обработки данных, отмечено широкое распространения таких подходов для обобщения эмпирических сведений, что, тем не менее, не решает принципиальную проблему необходимости логически увязывать методы обработки таких сведений с задачами разрабатываемых математических моделей.

ГЛАВА 2 МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КИПЕНИЯ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ

В настоящем параграфе диссертации рассматриваются разработанные автором математические модели процессов кипения недогретой жидкости. В параграфе 2.2 дается описание разработанной модели гомогенного представления течения двухфазного потока, основанного на определении теплового характера взаимодействия фаз. Рассмотрены особенности такого подхода, связанные с определением замыкающих соотношений, а именно с максимальным размером паровых пузырей. Приведены результаты применения вышеприведенной модели для описания компонент тепловых потоков, а также на определение таких глобальных характеристик, как площадь поверхности покрытой паром, время начала пузырькового кипения и время перехода к интенсивному росту паровой фазы. Результаты совместного анализа результатов вычислений и экспериментальных сведений о протекании нестационарного вскипания недогретой жидкости демонстрируют существенное влияние степени нестационарности на рассмотренные характеристики.

Существенным вопросом являются пределы возможностей использования аналитических подходов к построению математических моделей процессов с нестационарными фазовыми переходами. В параграфе 2.4 описан разработанный автором аналитический подход к определению теплового потока при вскипании недогретого потока жидкости на поверхности металлического нагревателя с импульсным выделением на последнем тепла при прохождении электрического тока. Показано, что при использовании аналитического подхода возникает необходимость замены одних замыкающих соотношений другими, в данном случае – характерным размером.

Одной из важных проблем в технических задачах является преодоление ограничения способности передачи теплоты с единицы площади поверхности. Наиболее успешными методами реализации этих подходов являются основанные на использовании теплоты фазового перехода. В параграфе 2.4. рассмотрен

экспериментально зарегистрированный эффект скорости движения недогретой жидкости на интенсификацию вскипания жидкости путем математического моделирования. Использован подход, описанный в 2.2, позволивший численно показать механизм немонотонного влияния скорости потока на наступление режима пузырькового кипения.

В параграфе 2.6 описывается опыт численного моделирования процесса нестационарного вскипания жидкости и образования кумулятивной струи в результате импульсного лазерного излучения. Для описываемой задачи характерны существенно малые времена реализации неоднократных фазовых переходов, для которых существующие аналитические решения обладают значительной погрешностью. Рассмотрен подход, опирающийся на эмпирические наблюдения, позволивший с высокой степенью достоверности численно описать и объяснить сложный механизм возникновения масс жидкости со скоростью вплоть до 30 м/с в результате выделения энергии малой мощности.

В последние годы активно изучаются способы преодоления ограничения теплообмена известного как эффект Лейденфроста, заключающегося в возникновении несмачивания поверхности жидкостью при достижении этой поверхности критического значения температуры – точки несмачиваемости. В параграфе 2.7 представлен реализованный подход к построению математической модели процесса нестационарного теплообмена, осложненного наличием пульсаций давления, являющихся инициатором развития механизма сверхинтенсивного переноса теплоты от металлической поверхности в поток недогретого до температуры насыщения этанола.

2.1 Особенности пузырькового кипения недогретой жидкости в условиях нестационарного тепловыделения

Решение задачи математического описания и реализации в виде вычислительных алгоритмов, применяемых для моделирования процессов, сопровождающихся интенсивным фазовым превращением вещества, является уже

довольно длительное время предметом приложения усилий множества исследователей. Практическую привлекательность реализации этих процессов с одной стороны, а с другой стороны критическую важность достижения контроля за такими процессами в виду возможности развития аварийных сценариев можно иллюстрировать разнообразными примерами. Так, благодаря возможности реализации больших тепловых потоков с удельной единицы поверхности, множество практических применений находит кипение недогретой жидкости. Существует множество результатов исследований кипения недогретой жидкости в условиях постоянного теплового потока или постоянной температуры поверхности нагревателя. Однако исследование нестационарного нагрева, когда температура поверхности постепенно увеличивается до точки Лейденфроста, а процесс нагрева проходит стадии пузырькового, переходного и пленочного кипения, остается перспективным. Для количественного описания сложных переходных процессов необходимы модели, предсказывающие диаметр вылета пузырька, плотность центров зародышеобразования, частоту зародышеобразования и другие значения.

Экспериментальное определение размеров пузырей и других характеристик пузырькового кипения в недогретой жидкости было осуществлено еще в работах [142, 80, 82, 31] и др. К настоящему моменту, несмотря на существенный объем уже имеющихся экспериментальных исследований, интерес к получению новых данных не исчезает [52, 88, 89, 165, 181, 182]. Одной из причин этого является необходимость улучшения вычислительных CFD-пакетов, используемых для предсказания компонент теплового баланса. Как можно видеть в работе Chu (2011) [52] режимные условия полученных в различных работах данных различаются в такой степени, что обобщенные по безразмерным параметрам тепловые потоки, скорости движения жидкости, давления и температуры часто образуют непересекающиеся области. Используемые при этом обобщения уточняются на все большем объеме экспериментальных данных, однако остаются недостаточными в силу большого количества возможных комбинаций режимных параметров. В этой связи изучение нестационарного случая пузырькового кипения представляет собой

особый случай, где с одной стороны возможно в рамках одного эксперимента охватить большой диапазон температур и тепловых потоков, но с другой стороны представляется затруднительным ввести аналитические решения для описания полей температур или толщин пограничных слоев.

К настоящему моменту сложился устоявшийся подход к описанию процесса нуклеации, и основных механизмов, влияющих на характеристики образующихся пузырей из недогретой жидкости. Одним из важнейших способов учета динамики роста пузыря является расчет баланса тепла. Одним из основных положительных источников объема пара при этом является испарение перегретого слоя жидкости, а отток тепла осуществляется через конденсацию на поверхности пузыря, соприкасающейся с холодным объемом жидкости. Существует множество моделей эволюции пузыря, основанных на различных подходах. В целом эти модели можно разделить на следующие группы:

а) Механистические модели, основанные на балансе сил, приложенных к пузырю. Такой подход позволяет предсказать поведение пузыря: отрыв или скольжение. Расчет роста динамики пузыря в этих моделях основывается на оценке баланса тепла.

б) Варианты модели Зубера, где теплообменный и гидродинамический аспекты выражаются в терминах критериев Якоба и Бонда (числа Ja и Bo). Большое количество выражений для выходного диаметра и температуры поверхности стенки ясно указывает на то, что такому подходу не хватает четкости. Заметное улучшение предсказательной способности таких моделей было достигнуто в [98] путем введения характеристической температуры.

с) Модели, описывающие эволюцию пузыря на основе теплового баланса [198], включая недавнее исследование Hoang и Song [89]. Влияние гидродинамических сил не учитывается; поэтому такие модели могут прогнозировать максимальный диаметр без учета возможности скольжения или отрыва.

В существующих публикациях все эти модели использовались в предположении, что тепловой поток или температура поверхности нагревателя постоянны, что предопределяло условия эксперимента. Поэтому динамика слоя перегретой жидкости, а также образование и эволюция пузырьков в нестационарных условиях нагрева – частный случай, требующий специальных экспериментов и изучения применимости прогнозных моделей.

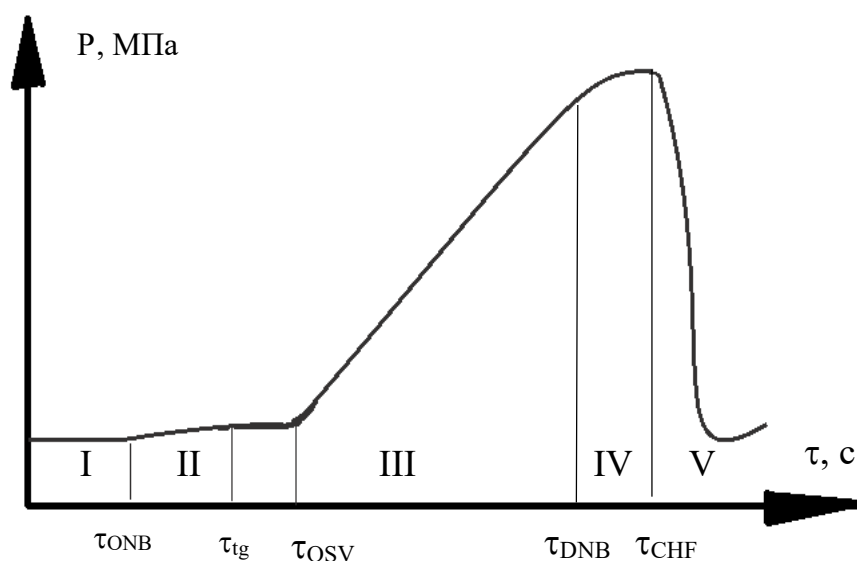


Рисунок 2.1 – Характерные стадии вскипания жидкости на перегретой поверхности с точки зрения динамики давления

В настоящее время в достаточной степени изучена последовательность возникновения и эволюции паровой фазы на поверхности нагревателя. На примере динамики давления можно отследить следующие основные стадии:

- I. Конвективный однофазный теплообмен. Давление сохраняется неизменным в условии отсутствия внешних возмущений.
- II. Одиночные пузыри. Условия образования, динамика роста и отрыва, а затем и повторного появления пузырей для этого режима уже неплохо изучена за последние десятилетия. Многими исследователями отмечается необходимость аккуратного определения размеров сухого пятна, вокруг которого экспериментально подтверждено существование зон сверхинтенсивного теплообмена. Именно наличием таких зон пузырьковое

кипение обязано своему главному качеству – высоким коэффициентом теплоотдачи. Появление паровой фазы вызывает некоторое увеличение давления в системе.

- III. Слипание пузырей, рост процента поверхности, охваченной пузырями. Увеличение всех компонент теплового потока в жидкость пропорционально температуре стенки: $q_{sl}, q_{rew}, q_{ml} \cdot q \sim T_w^2 \div T_w^3$. При этом растет и площадь сухого пятна, являющаяся крайне малой величиной для рассматриваемой предметной области режимных условий – переходное кипение при сверхкритическом тепловом потоке.
- IV. При достижении «насыщения» поверхности пузырями начинают образовываться зоны несмачиваемой поверхности, в окрестности которых характерны следующие процессы: на периферии теплообмен ухудшен, а площадь такой области растет с квадратичной зависимостью от радиуса области, в отличие от периметра.
- V. Наконец, в момент полного «осушения» поверхности в системе жидкость-твердое тело (если не создавать специальных условий) отсутствует возможность увеличить теплообмен. В то же время, дальнейший рост температуры быстро приводит к утолщению паровой прослойки. Полное испарение жидкости, контактирующей с перегретой поверхностью, означает наступление кризиса кипения.

Дикс [65] предложил механизм, связывающий возникновение условий начала интенсивного парообразования со способностью пузырьков выбрасываться из нагретого пристенного пузырькового слоя. Основная идея, высказанная в его работе, заключалась в том, что из-за термокапиллярных и пристеночных вихревых эффектов пузырьки пара в сильно переохлажденной области не могут оторваться от нагретой стенки и в конечном итоге образуют пристенный пузырьковый слой. Как только толщина пузырькового слоя превышает пороговое значение, рост пузырьков становится нестабильным, в результате чего пузырьки выбрасываются в жидкое ядро. Дикс пришел к выводу, что эта дестабилизация пузырькового слоя

является основной причиной наблюдаемого быстрого увеличения паровой пустоты в момент начала интенсивного парообразования. Однако последующие исследования кипящих потоков с применением техник визуализаций показали, что отрыв пузырей иногда начинается несколько раньше точки бурного парообразования, порой даже практически сразу с появлением первых пузырей, таким образом, опровергая действие механизма выброса пузыря как единственного и достаточного условия перехода к бурному росту паровой фазы.

В работе На и Но [84] была представлена «модель сухого пятна», в рамках которой предсказывается возникновение критического теплового потока и переходного кипения на основе взаимодействий пузырьков. Авторами было сделано предположение, что наличие определенного количества пузырьков пара или активных центров зародышеобразования в пределах определенной области на нагревателе может привести к образованию сухого пятна. Последующее слияние этих сухих пятен в конечном итоге приводит к режиму переходного кипения, описываемого критическим уровнем теплового потока. Взаимодействие пузырьков количественно определяется на основе функций плотности вероятности пространственного распределения активных центров зародышеобразования. В своей работе [73] Гартнер описал распределение активных центров зарождения паровых пузырьков на поверхности нагревателя, используя пространственное распределение Пуассона. В модели сухого пятна вероятность наличия более четырех активных центров зародышеобразования в области, покрытой двумя диаметрами пузырьков на нагретой поверхности, является критерием образования сухого пятна [84]. Логика этого предположения заключается в следующей идее: окружающие пузырьки перекрывают подачу жидкости к центральному паровому пузырю через его микрослой и, следовательно, приводят к образованию глобального сухого пятна.

Идея количественной оценки меры взаимодействия пузырей между собой рассмотрена в настоящем исследовании. Можно уверенно предположить, что значимым для этого взаимодействия будет появление больше одного активного

центра зародышеобразования в окрестности, своими геометрическими размерами сопоставимой с размером отдельного пузыря.

2.2 Численная модель пузырькового кипения в условиях нестационарного роста температуры теплоотдающей поверхности

Очевидно, что в условиях наличия существенных температурных напоров для газовой фазы (считая ее температуру равной температуре насыщения) со стороны перегретой стенки и со стороны недогретой до температуры насыщения жидкости, определяющее влияние на диаметр пузырьков оказывает толщина перегретого слоя. Они связаны соотношением следующего вида

$$D_m = \frac{\delta_s}{1-m}, \quad (2.1)$$

где величина m , выражающая долю площади поверхности пузырька, погруженную в недогретую жидкость, в пределах выбранного режима кипения меняется слабо, и зависит от числа Якоба и ряда других параметров. Оценка значения m , полученная на основании экспериментально измеренного среднего диаметра пузырька D_m и численно найденной толщины перегретого слоя δ_s , зависит от точности расчёта профиля температур в жидкости.

Согласно измеренным температурам стенок и диаметрам пузырьков, градиент температуры вблизи поверхности нагревателя превышает 0,5 К/мкм. Такая детализация возможна только при использовании численного моделирования. Для решения задачи построения профиля температуры воды, определения температуры поверхности нагревателя и радиального теплового потока была разработана математическая модель, реализованная в среде COMSOL Multiphysics.

Для описания геометрии использована двумерная осесимметричная модель (Рисунок 2.2), которая включала стальной нагреватель длиной 50 мм с внутренним диаметром 10 мм и наружным диаметром 12 мм, толщина окружающего слоя воды составляла 3 мм. Выше по течению располагался не нагреваемый канал такой же

формы длиной 5 мм для формирования пограничного слоя. Паровые полости и межфазная граница между паром и жидкостью не моделировались. Однако, для оценки влияния пузырьков на температурное поле, связанные с их присутствием тепловые потоки добавлялись, как источники тепла, положительные в жидкости и отрицательные в металле. При этом моделировался тепловой эффект осесимметричного кольца из пузырьков, расположенного на расстоянии 45 мм от начала нагревателя.

Для каждой условий нагрева и каждого момента времени в пределах режима пузырькового кипения мы имеем одно экспериментальное значение D_m и две численные оценки толщины перегретого слоя. Одна, $\delta_{s,0}$ определяется в области, расположенной выше по течению относительно кольца пузырьков, где их влияние не ощущается и температурное поле вдоль оси нагревателя практически не меняется, и другая, $\delta_{s,*}$, определяется в силу наличия переноса чуть выше центра кольца пузырьков, где наблюдается наибольшее искажение изотерм. Им соответствуют две оценки доли площади поверхности пузырька в недогретой жидкости, это, соответственно, m_0 и m^* . Поскольку пузырьки в целом способствуют перекачке тепла от поверхности нагревателя вглубь жидкости, то $\delta_{s,*} > \delta_{s,0}$ и $m^* < m_0$. Моделирование пузырьков в виде кольца в осесимметричной модели не учитывает распространения тепла в угловом направлении. Поэтому влияние пузырьков на сдвиг изотерм в области кольца получается завышенным. Следовательно, полученные оценки m_0 и m^* можно считать оценками сверху и снизу. Для получения более точной оценки требуется решение трёхмерной задачи.

Чтобы получить более точное разрешение для перегретого слоя, применена сетка из примерно 180000 элементов с 2 граничными слоями вблизи границы раздела нагреватель-вода: первый слой имеет толщину 0,05 мм и шаг 0,001 мм, второй слой – 0,27 мм толщиной имеет шаг 0,005 мм. Оставшаяся часть модели построена с шагом 0,1 мм.

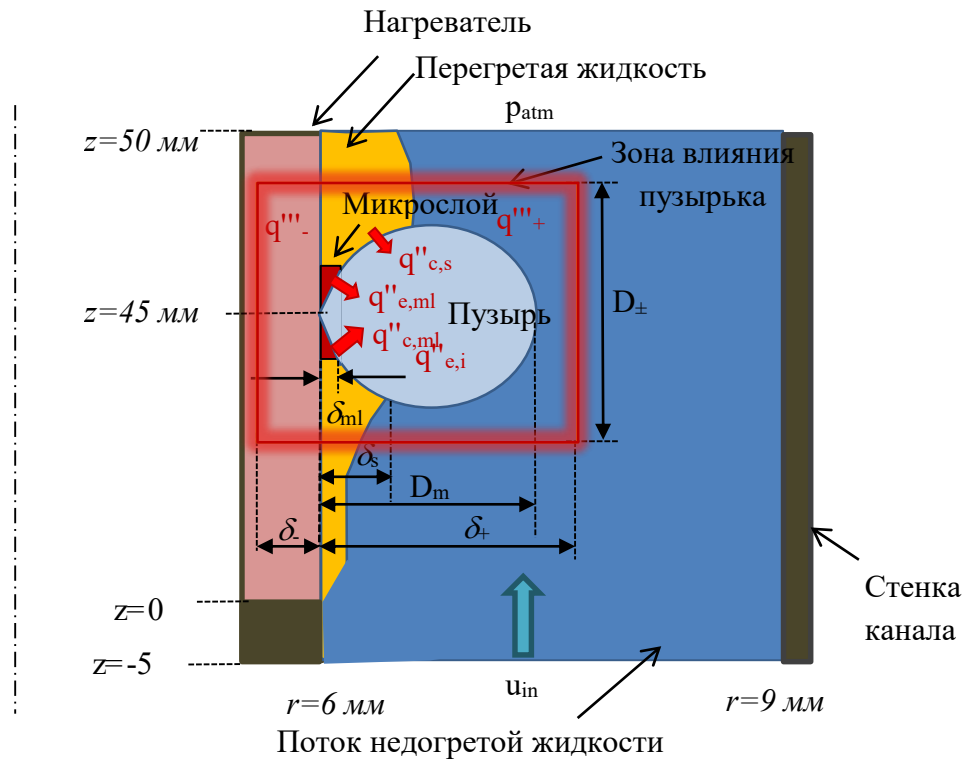


Рисунок 2.2 – Модель пузырька для численного анализа:

- $q''_{e,i}$ – тепловой поток первоначального испарения,
- $q''_{e,ml}$ – тепловой поток испарения микрослоя,
- $q''_{c,ml}$ – тепловой поток теплопроводности микрослоя,
- $q''_{c,s}$ – тепловой поток теплопроводности перегретого слоя,
- q'''_{-} – отрицательный источник тепла в металле,
- q'''_{+} – положительный источник тепла в воде

Вода поступает в канал с равномерной скоростью $u_{in} = 0,2$ м/с и вытекает при атмосферном давлении. Граничные условия отсутствия проскальзывания были установлены на наружной стенке и поверхности нагревателя. Чтобы получить температурное поле, соответствующее экспериментальным данным по пузырькам, резистивное тепловыделение внутри нагревателя рассчитывалось путем решения задачи электропроводности с граничными условиями, установленными на основе истории напряжения каждого отдельного эксперимента. Температура T_0 была указана на входе воды и на внешней стенке.

Уравнение движения в ламинарном приближении:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} - \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla \cdot [-p\mathbf{I} + \mu(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)], \quad (2.2)$$

$$\rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2.3)$$

решается совместно с уравнением теплообмена в жидкости

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T - k \nabla \cdot \nabla T = q'''_+. \quad (2.4)$$

Здесь Γ обозначает операцию транспонирования. Теплообмен в твердом теле:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - k \nabla \cdot \nabla T = \frac{1}{2} \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} + q'''_-, \quad (2.5)$$

решался совместно с задачей течения электрического тока:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0, \quad (2.6)$$

$$\mathbf{J} = \left(\sigma + \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}, \quad (2.7)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla V. \quad (2.8)$$

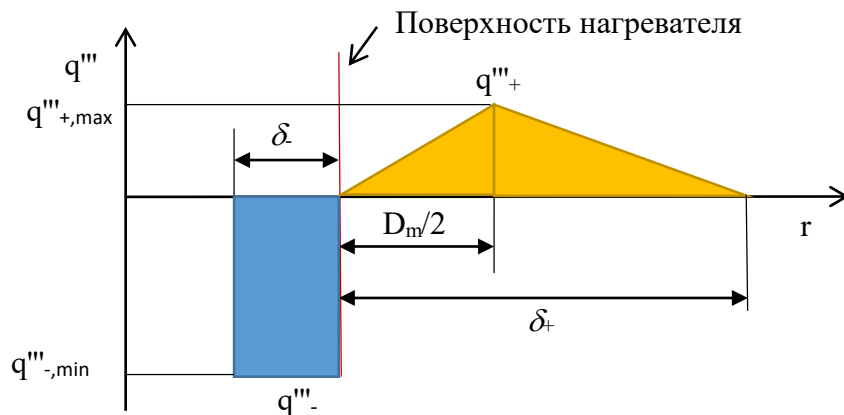


Рисунок 2.3 – Радиальное распределение источников тепла

Изменения в температурном профиле, которые произошли за пределами первых 50 мм длины нагревателя и первых 3 мм толщины нагревателя, а также влияние гравитации, были проверены численно и признаны незначительными. Температура поверхности нагревателя, измеренная термопарами, показала хорошее согласие (<5%) с численным моделированием вплоть до стадии развитого пузырькового кипения.

Источники тепла, q'''_- и q'''_+ , имеют ненулевое значение в пределах зоны влияния кольца пузырьков, простирающейся на $D_{\pm}/2$ вверх и вниз вдоль канала от

положения центра пузырька $z=45$ мм, и в радиальном направлении от поверхности контакта металла и жидкости на δ_- вглубь металла и на δ_+ вглубь жидкости.

Интенсивность отрицательного источника в области влияния постоянна, а интенсивность положительного источника зависит от r линейно и имеет максимум на расстоянии, соответствующем центру пузырька. Их амплитуды связаны друг с другом и с суммарным тепловым потоком, перекачиваемым пузырьком, q''_b следующим соотношением

$$-q'''_{-,min} \delta_- = \frac{1}{2} q'''_{+,max} \delta_+ = q''_b. \quad (2.9)$$

Тепловой поток пузырька состоит из усредненного на период его жизни, $1/f$, и площадь зоны влияния, A_{\pm} , тепла его первоначального испарения, $Q_{e,i}$, а также тепловых потоков, принимаемых пузырьком от микрослоя и от перегретого слоя, обозначаемых соответственно, q''_{ml} и q''_s .

$$q''_b = Q_{e,i}f/A_{\pm} + q''_{ml} + q''_s. \quad (2.10)$$

Мы пренебрегаем тепловым потоком в области сухого пятна и эффектом повторного смачивания, поскольку согласно данным видеосъемки в данной серии экспериментов пузырёк имел почти правильную сферическую форму на протяжении всей своей жизни, и сухое пятно было очень мало. На основе анализа экспериментальных данных, в данной работе установлена связь между средним диаметром пузырьков и средней частотой нуклеации

$$f = 0,521/D_m, \quad (2.11)$$

где величина D_m выражена в метрах, а частота f в Гц.

Путём оценки расстояния, на которое распространяется тепловой эффект пузырька за время его жизни при помощи теплопроводности в воде, теплопроводности в стали и конвекции в воде, установлено, что решающее значение имеет теплопроводность стали. Таким образом получена оценка размеров зоны влияния за пределами самого пузырька

$$\delta_- = D_{\pm} - D_m = \sqrt{\alpha_s/f}, \quad (2.12)$$

где α_s – коэффициент температуропроводности стали.

Величина δ_+ оценивается на основе оценки размеров теплового возмущения, полученного путём визуализации температурных полей вокруг пузырька и после его коллапса Шлирен-методом [113], как равная полутора диаметрам пузырька, $\delta_+(\tau) = \frac{3}{2}D_m(\tau)$. Площадь зоны влияния вычисляется по площади для окружности с диаметром D_{\pm}

$$A_{\pm} = \frac{\pi D_{\pm}^2}{4}. \quad (2.13)$$

Помимо оценки локальных тепловых потоков в зоне влияния пузырьков, было бы интересно измерить вклад всех пузырьков в общий теплообмен с поверхности нагревателя. С использованием экспериментально полученной плотности центров нуклеации N_a ($1/m^2$), усредненный на всю поверхность нагревателя тепловой потока вычисляется следующим образом

$$q''_{tot,global} = A_{\pm}N_a q''_b + (1 - A_{\pm}N_a)q''_{w,0}. \quad (2.14)$$

Здесь $q''_{w,0}$ – тепловой поток от нагревателя в жидкость за счёт теплопроводности, в области не занятой пузырьком, который вычисляется по формуле

$$q''_{w,0} = -k_l \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_w}, \quad (2.15)$$

где r_w – внешний диаметр нагревателя.

Теплота испарения пузыря $Q_{e,i}$, определяется исходя из сферической формы пузырька, как

$$Q_{e,i} = h_{lg}\rho_g \frac{\pi D_m^3}{6}. \quad (2.16)$$

Тепловой поток от микрослоя в свою очередь состоит из теплоты испарения микрослоя, $Q_{ml,e}$, усредненной на время жизни пузырька и площадь влияния, аналогично $Q_{e,i}$ и теплопроводности микрослоя $q''_{ml,c}$, также усредненной на площадь влияния:

$$q''_{ml} = \frac{Q_{e,mlf}}{A_{\pm}} + \frac{q''_{c,ml}D_{ml}^2}{D_{\pm}^2}. \quad (2.17)$$

Как показано в Cooper (1969) [57], толщина микрослоя пропорциональна толщине вязкого пограничного слоя в жидкой фазе в течение времени роста пузырька, которое составляет около 1/3 времени жизни пузырька.

$$\delta_{ml} = 0.25 \sqrt{\frac{v_l}{3f}} \quad (2.18)$$

Здесь время роста пузырька оценивается как 1/3 периода нуклеации, а коэффициент 0.25 выбирается таким образом, чтобы толщина микрослоя не превышала 1.5 мкм.

Согласно Рисунку 2.3, диаметр микрослоя определяется, как

$$\frac{D_{ml}}{2} = (D_m \delta_{ml} - \delta_{ml}^2)^{0.5} \quad (2.19)$$

Поглощение тепла пузырьком за счет испарения микрослоя определяется объемом микрослоя, $\frac{2}{3} \delta_{ml} \frac{\pi D_{ml}^2}{4}$, где коэффициент 2/3 отвечает за клиновидное сужение.

$$Q_{e,ml} = h_{lg} \rho_l \delta_{ml} \frac{\pi D_{ml}^2}{6} \quad (2.20)$$

Тепловой поток, обусловленный теплопроводностью микрослоя, предполагается постоянным в области микрослоя, имеющую площадь $A_{ml} = \pi D_{ml}^2/4$, так что

$$q''_{c,ml} = \frac{k_l(T_w - T_{sat})}{\delta_{ml}} \quad (2.21)$$

Тепловой поток через перегретый слой считается пропорциональным перегреву стенки ($T_w - T_{sat}$), при этом толщина слоя меняется в пределах от δ_{ml} до δ_s . Этот тепловой поток интегрируется в область нагревателя под соответствующей частью пузырька и усредняется по всей области влияния:

$$q''_s = \frac{1}{A_{\pm}} \int_{r_w + \delta_{ml}}^{r_w + \delta_s} k_l(T_w - T_{sat}) \pi \left(\frac{D_m}{r - r_w} - 2 \right) dr \quad (2.22)$$

Помимо определения значения доли пузырька, погруженной в недогретую жидкость, m , в данной работе также исследуется связь экспериментально измеренных диаметров с расстоянием от нагревателя, при котором в найденном

численно поле температур устанавливается баланс тепла. Согласно модели роста пузырька, основанной на тепловом балансе [198], это расстояние, D_b , должно быть равно максимальному диаметру пузырька, D_m . Однако оценочный характер используемых зависимостей позволяет дать лишь приближенную оценку.

К моменту достижения пузырьком максимального диаметра, микрослой полностью испаряется и приток тепла к пузырьку определяется исключительно теплопроводностью перегретого слоя через площадь пузырька, погруженную в перегретую жидкость

$$Q_{in} = \pi D_b \delta_s q_s'' . \quad (2.23)$$

Если принять за средний недогрев его среднеарифметическое значение

$$\Delta T_{sub,av} = (T_s - T_b)/2 , \quad (2.24)$$

где T_b – температура жидкости на расстоянии D_b от поверхности нагревателя, то отток тепла равен

$$Q_{out} = \pi D_b (D_b - \delta_s) h_c (T_s - T_b)/2 . \quad (2.25)$$

Следуя подходу Gu (2017) [81], коэффициент межфазной теплопередачи h_c определяется выражением

$$h_c = Nu \frac{k_l}{D_m} , \quad (2.26)$$

где число Нуссельта, Nu , рассчитывается по модели Ранца-Маршалла:

$$Nu = 2 + 0,6 Re^{0,5} Pr^{1/3} , \quad (2.27)$$

$$Re_m = \rho_l v_m D_m / \mu_l , \quad (2.28)$$

а скорость v_m принимается на расстоянии D_m от поверхности нагревателя.

Приравняв приток и отток тепла, получаем расстояние D_b и соответствующую ему температуру T_b :

$$\delta_s q_s'' = (D_b - \delta_s) h_c (T_s - T_b) / 2.$$

Результаты сопоставления расчетов и экспериментально определенных максимальных диаметров приведены на Рисунке 2.4.

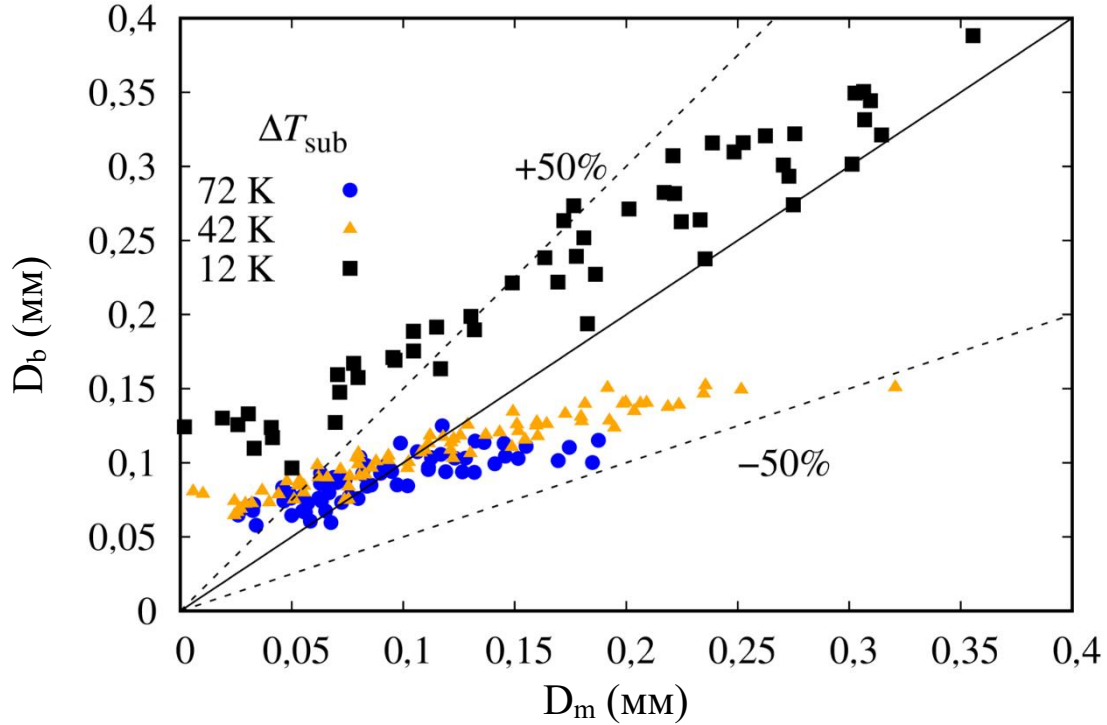


Рисунок 2.4 – Сравнение расстояния, D_b , основанного на тепловом балансе, с максимальным диаметром пузырька, D_m , полученным экспериментально

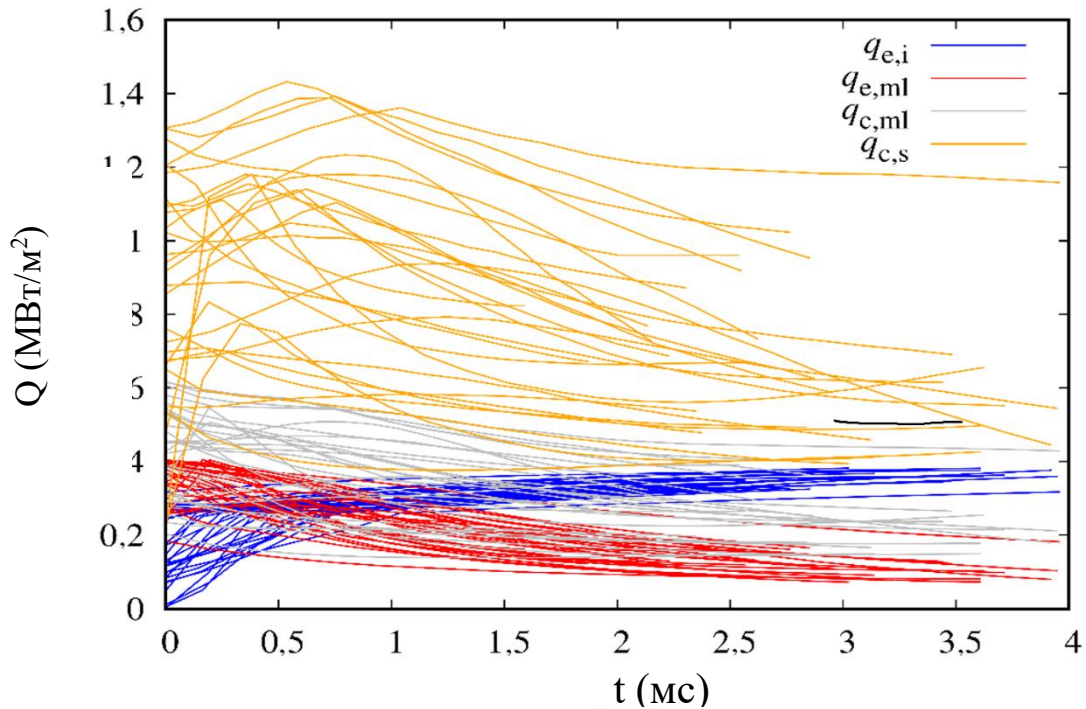


Рисунок 2.5 – Динамика значений компонент теплового потока

Расчет динамики усредненных значений компонент теплового потока связанных с нуклеацией приведен на Рисунке 2.5. Легко заметить, что наибольший вклад в пристенный теплообмен вносит теплопроводность через перегретый слой жидкости. Полученный результат демонстрирует большой потенциал применения подхода, опирающегося на оценку энергетического баланса, в предсказательных моделях. Рассчитанные по представленной модели тепловые потоки в сопоставлении с максимальными диаметрами пузырей представлены на Рисунке 2.6.

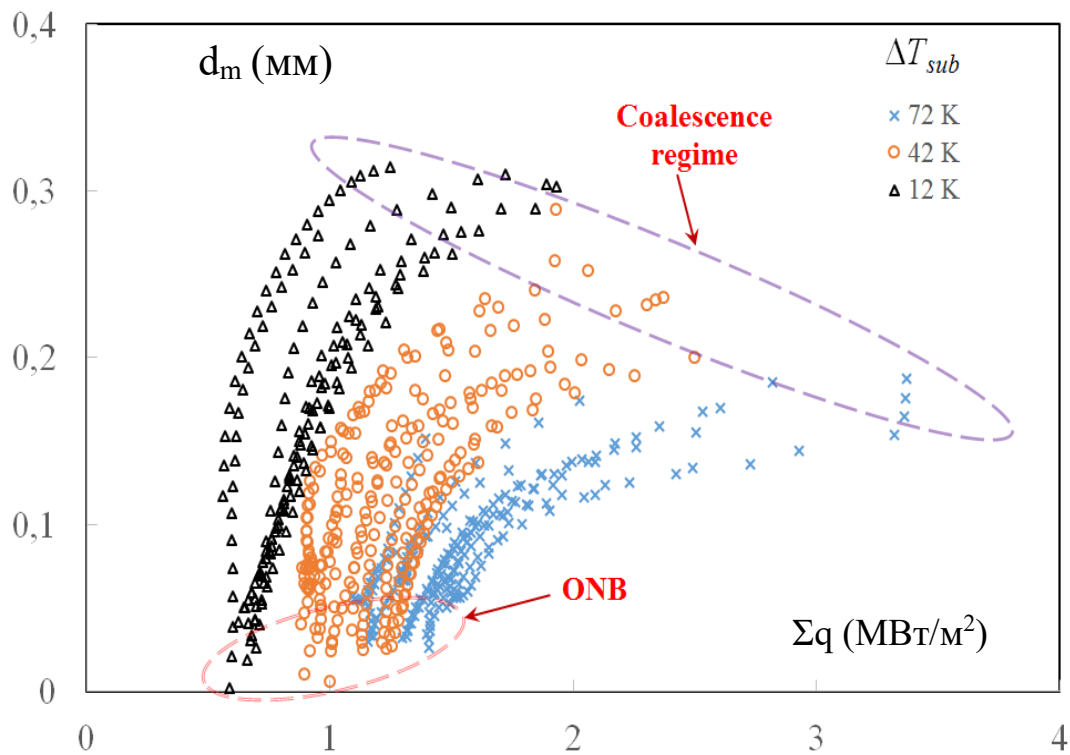


Рисунок 2.6 – Сопоставление вычисленного теплового потока и максимального диаметра пузыря при нестационарном пузырьковом кипении

Очевидно существенное значение распределения температур вблизи теплоотдающей поверхности, так как для одного и того же значения теплового потока, но при различных начальных температурах жидкости диаметры существенно различаются. Характер этой зависимости не меняется на протяжении всего процесса пузырькового кипения, начиная от ONB, и заканчивая переходом к режиму слияния пузырьков (coalescence regime).

2.3 Теплообмен в нестационарном пограничном слое при пузырьковом кипении

В этом параграфе мы более подробно остановимся на применении численной модели, представленной в предыдущем параграфе. Система дифференциальных уравнений, описывающая сопряженную задачу теплообмена в условиях принудительного движения жидкости, дополняется замыкающими соотношениями для теплообмена с пузырьками на поверхности. Тепловой поток пузырька состоит из тепловых потоков начального испарения пузырька q_{ei} , испарения микрослоя q_{eml} , теплопроводности микрослоя q_{cml} , теплопроводности перегретого слоя q_{cs} :

$$q_b = q_{ei} + q_{eml} + q_{cml} + q_{cs}. \quad (2.29)$$

Здесь компоненты теплового баланса определяются как:

$$q_{ei} = h_{lg} \rho_g \frac{\pi D_m^3}{6} f N_a, \quad (2.30)$$

$$q_{eml} = h_{lg} \rho_l \delta_{ml} \frac{\pi D_{ml}^2}{6} f N_a, \quad (2.31)$$

$$q_{cml} = \frac{N_a \pi k_l (T_w - T_s) D_{ml}^2}{4 \delta_{ml}}, \quad (2.32)$$

$$q_{cs} = N_a \int_{r_w + \delta_{ml}}^{r_w + \delta_s} k_l (T_w - T_s) \pi \left(\frac{D_m}{r - r_w} - 2 \right) dr, \quad (2.33)$$

где D_{ml} – диаметр микрослоя; h_{lg} – скрытая теплота; T_w – температура поверхности; T_s – температура насыщения; D_m – максимальный диаметр пузыря; k_l – теплопроводность; N_a – плотность зарождения; f – частота нуклеации; ρ – плотность; δ_s – толщина слоя перегретой жидкости; δ_{ml} – толщина микрослоя.

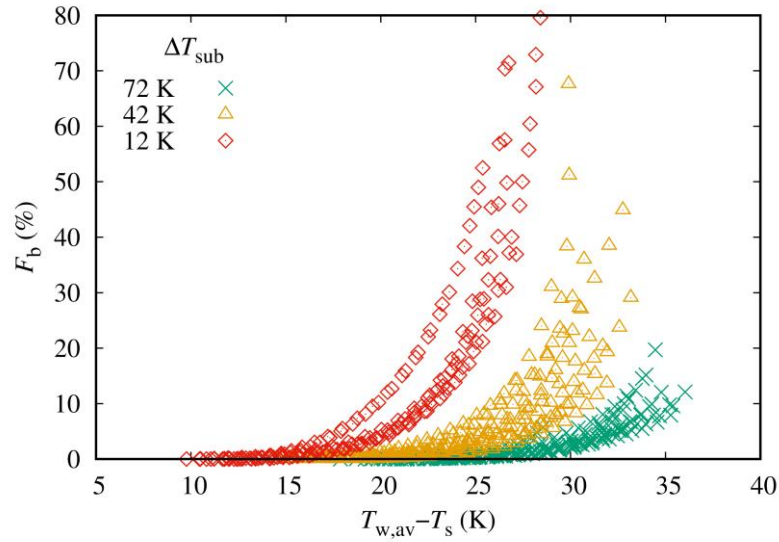


Рисунок 2.7 – Зависимость площади поверхности нагревателя, покрытой паровой фазой для различных уровней перегрева стенки выше температуры насыщения и начального недогрева жидкости

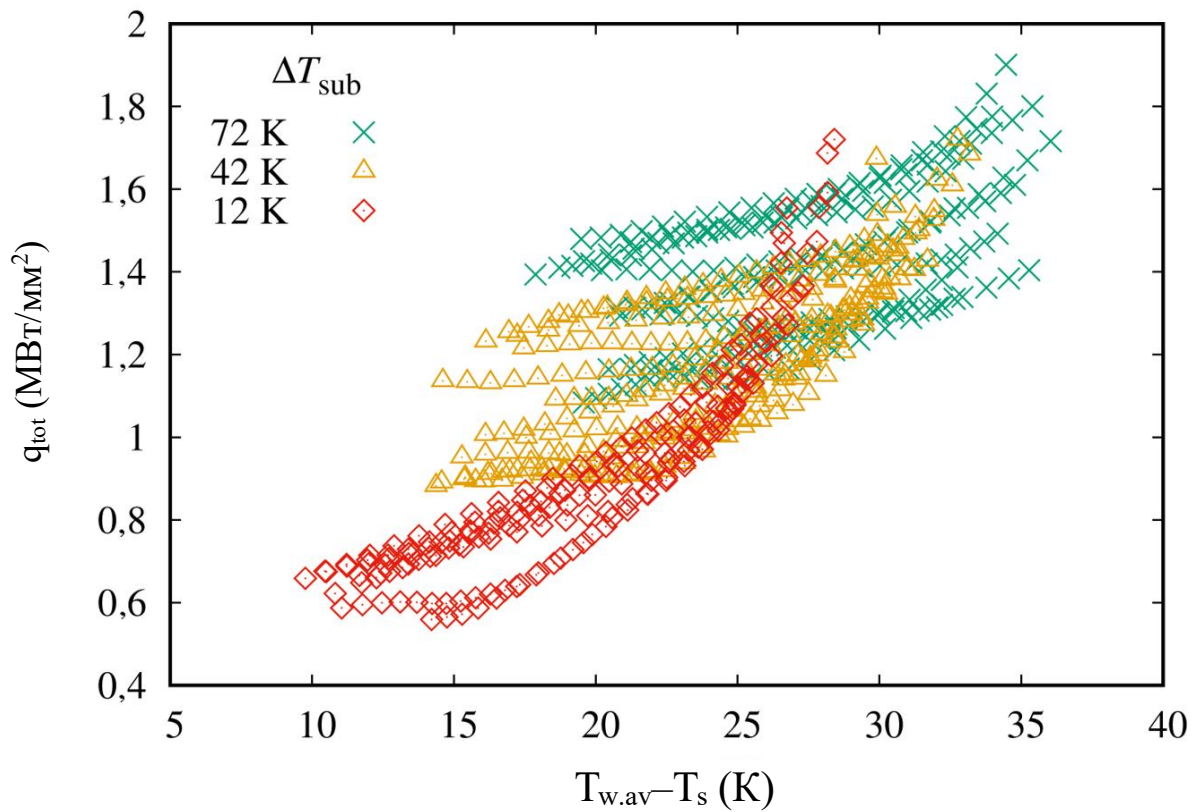


Рисунок 2.8 – Кривая кипения при нестационарном тепловыделении для различных начальных условий

Плотность центров парообразования для нестационарного случая была качественно удовлетворительно предсказана следующей корреляцией:

$$N_a = 10^6 \cdot [\exp(0,14(T_w - T_{\text{ONB}}) - 1)]. \quad (2.34)$$

Относительная область влияния F_b , в пределах которой уравнение (2.29) отвечает за учет теплового баланса в пристеночном слое жидкости, определяется как часть тепловой поверхности, полностью покрытая пузырьками диаметром D_m :

$$F_b = \frac{\pi}{4} N_a D_m^2. \quad (2.35)$$

На Рисунке 2.9 представлено влияние температуры жидкости и поверхности нагревателя на площадь поверхности с пузырьковым кипением. Увеличение ΔT_{sub} с 12 К до 72 К приводит к снижению F_b с 80% до 20%. Экспоненциальный характер зависимости площади воздействия от температуры стенки отражается формулой (2.34). Значительное уменьшение доли покрытой паром поверхности нагревателя должно уменьшить роль составляющих теплового баланса (2.30) – (2.33) при понижении начальной температуры жидкости T_0 .

Зависимость расчетных значений теплового потока q_{tot} от температурного напора ΔT_w демонстрирует увеличение интенсификации теплообмена с уменьшением температуры жидкости T_0 (Рисунок 2.7). Влияние переохлаждения жидкости на тепловой поток превосходит результаты, полученные другими авторами в условиях стационарного кипения. Это можно объяснить значительно меньшей толщиной слоя перегретой жидкости при быстро растущей температуре поверхности.

Анализируя влияние температуры теплоотдающей поверхности и суммарного значения теплового потока в жидкость на компоненты теплового баланса в пограничном слое жидкости (Рисунок 2.9), можно отметить некоторые общие черты: наибольший вклад к общей теплоотдаче от теплопроводности через перегретый слой жидкости q_{cs} ; второй по важности (около 80% от q_{cs}) член баланса - теплопередача, связанная с окончательной конденсацией парового пузыря (q_{ei});

теплопроводность через жидкий микрослой под пузырьком q_{cml} составляет около 50% от q_{ei} ; теплота испарения жидкого микрослоя q_{eml} примерно равна 25% q_{ei} . Как и следовало ожидать, увеличение переохлаждения жидкости приводит к значительному уменьшению компонентов q_{eml} , q_{cml} , q_{cs} , q_{ei} при увеличении общего теплового потока q_{tot} , так как площадь, покрытая пузырьками F_b , уменьшается.

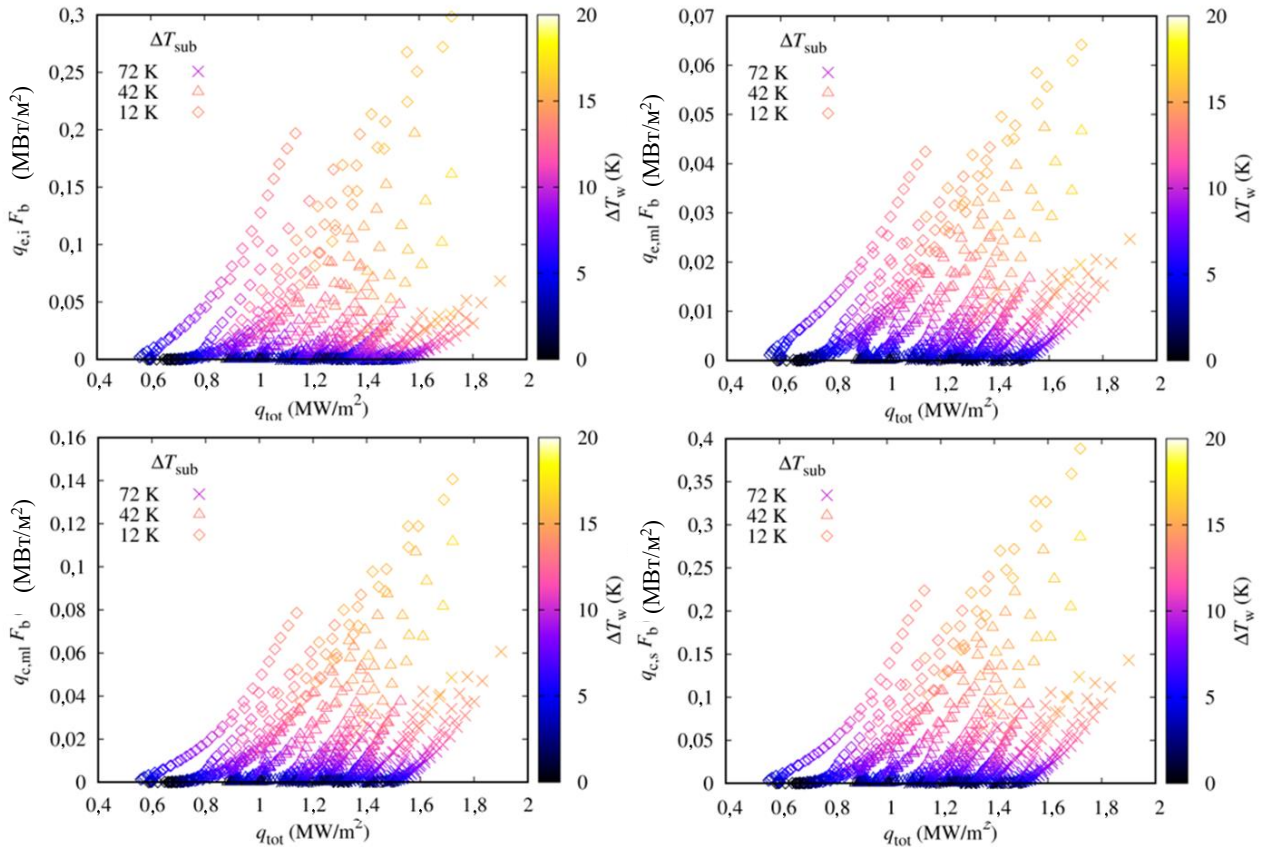


Рисунок 2.9 – Зависимость отдельных составляющих теплового баланса в пристеночном слое жидкости при нестационарном тепловыделении от теплового потока q_{tot}

Используя эмпирические оценки таких характеристик пузырькового кипения, как максимальный диаметр пузырька, частота зародышеобразования и плотность центров зародышеобразования, компоненты теплового баланса можно записать следующим образом:

$$q_{ei} = C_{ei} (e^{0,14\Delta T_w} - 1) \Delta T_w^2, \quad (2.36)$$

$$q_{eml} = C_{eml}(e^{0,14\Delta T_w} - 1)\Delta T_w, \quad (2.37)$$

$$q_{cml} \approx C_{cml}(e^{0,14\Delta T_w} - 1)\Delta T_w^2, \quad (2.38)$$

$$q_{cs} \approx C_{cs}(e^{0,14\Delta T_w} - 1)\Delta T_w^2 \ln \Delta T_w, \quad (2.39)$$

где $\Delta T_w = T_w - T_{ONB}$, и C_i значения, не зависящие от перегрева стенки. Из (2.36)–(2.39) следует, что составляющие теплового баланса могут быть упорядочены по возрастанию роста теплового потока при увеличении перегрева стенки: наименьший размер имеет q_{eml} , затем следуют q_{ei} и q_{cml} , а q_{cs} имеет самый большой порядок роста.

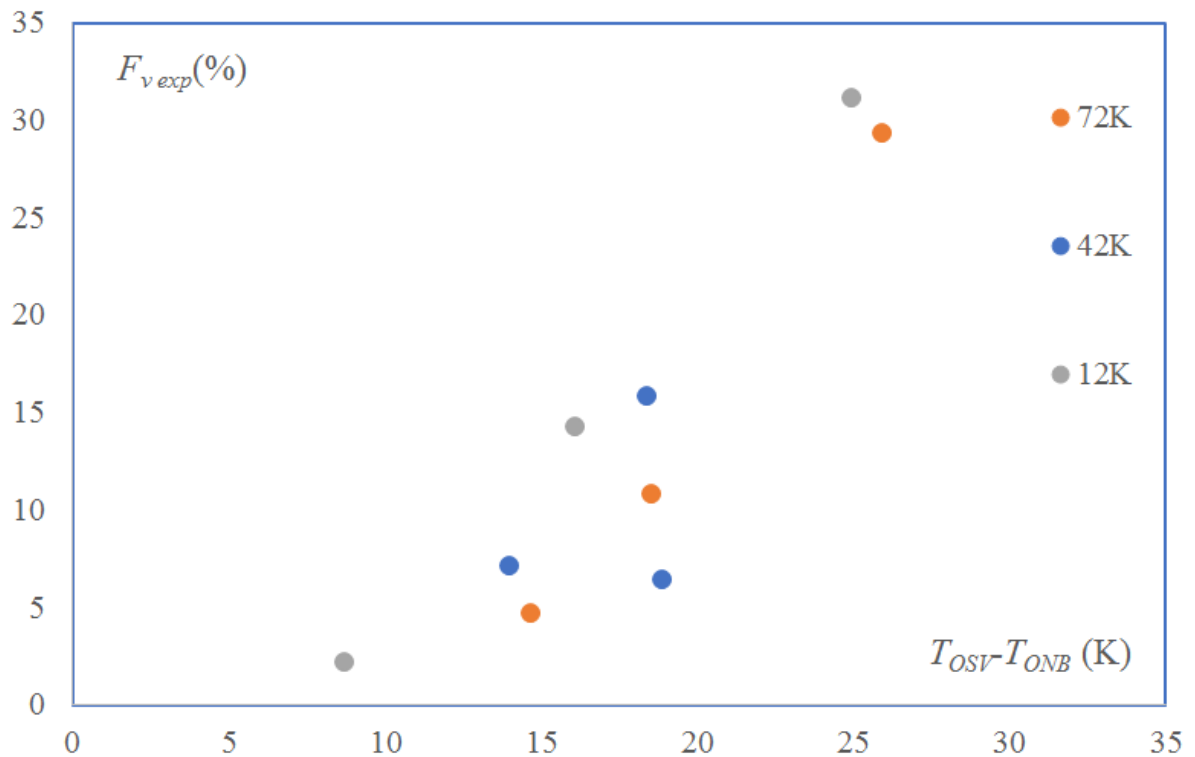


Рисунок 2.10 – Зависимость площади, покрытой пузырями, от перегрева поверхности выше температуры насыщения

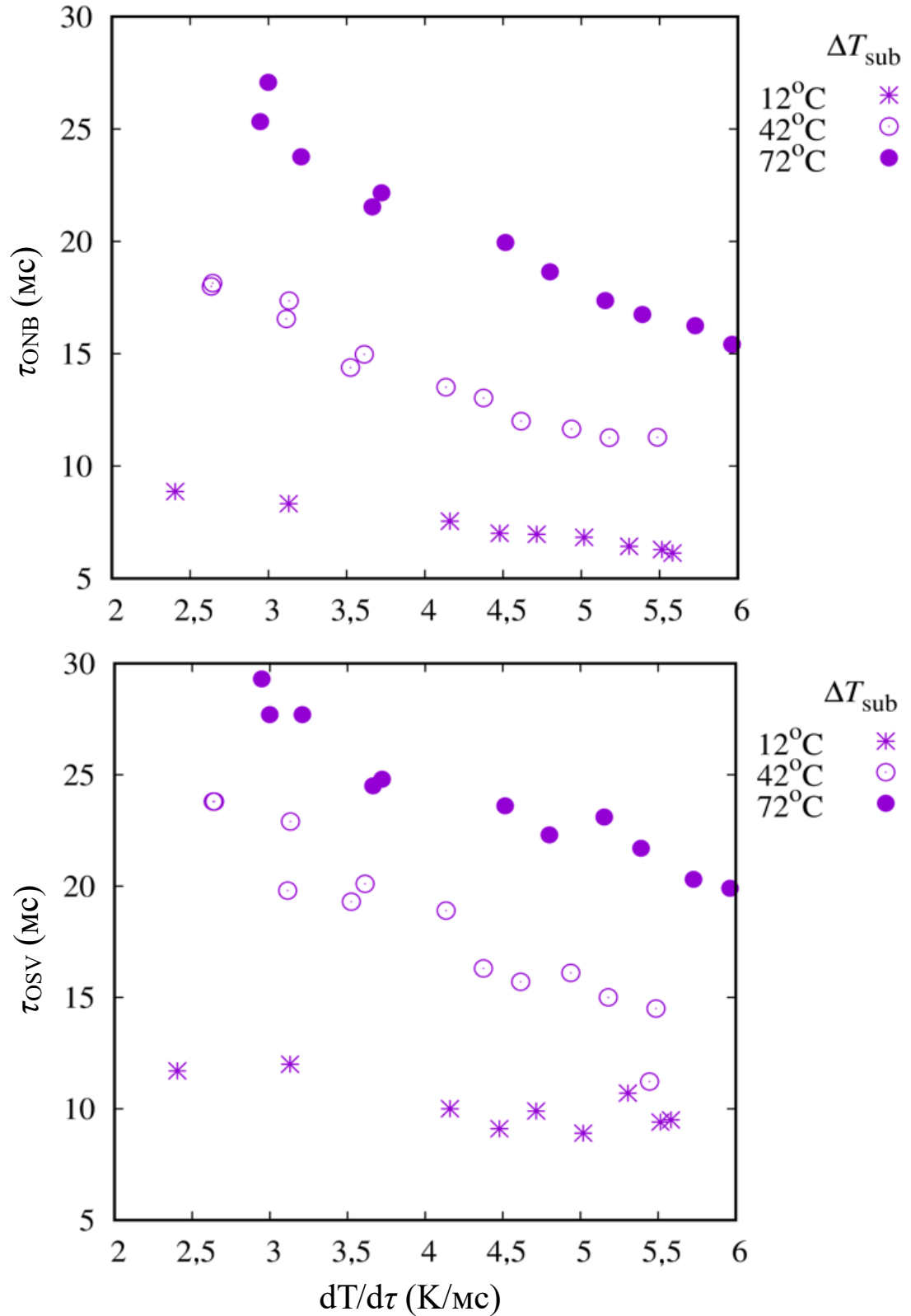


Рисунок 2.11 – Зависимость времен начала парообразования и начала интенсивного роста паровой фазы от скорости роста температуры стенки для различных недогревов жидкости

Оценивая влияние факторов из вышеприведенных уравнений, можно также сделать вывод, что плотность центров зародышеобразования доминирует в процессе теплопередачи в пристеночном слое жидкости. В условиях нестационарного тепловыделения в поток переохлажденной жидкости вариации температуры стенки, начальной температуры и величины теплового потока влияют на плотность центров зародышеобразования больше, чем на размер пузырьков. Можно предположить, что этот эффект будет усиливаться с увеличением давления. Увеличение полного теплового потока от стенки в жидкость при увеличении переохлаждения вызвано значительным уменьшением толщины перегретого слоя. При этом существенно снижаются значения составляющих теплового потока, связанные с наличием паровой фазы, поскольку уменьшение плотности зародышеобразования оказывает большее влияние на теплообмен в целом, чем увеличение теплоотдачи в окрестности одиночного пузырька. Стоит отметить, что эти рассуждения не включают во внимание эффекты, связанные со слиянием отдельных пузырей, т.к. в этом случае следует применять более сложную модель теплопередачи, учитывающую взаимное влияние центров зародышеобразования.

2.4 Аналитический способ расчета теплообмена при нестационарном пузырьковом кипении

К настоящему времени разработано большое количество методов численного моделирования динамики пристеночного слоя жидкости, описывающих зарождение и развитие паровой фазы на теплоотдающей поверхности. Для определения тепловой картины в таких моделях важно иметь возможность предсказать основные характеристики пузырьков пара, такие как диаметр, частота зародышеобразования, плотность центров испарения и перегрев стенки, необходимый для начала зародышеобразования. В то же время статистический характер кипения вызывает затруднения при описании количественных характеристик. Причины этого кроются в большом числе факторов, влияющих на

процесс образования паровой фазы и ее динамики. Прямым следствием этого является недостаточная база данных экспериментальных исследований как с точки зрения охвата всех вариантов условий эксперимента, так и с точки зрения достижения необходимого количества данных от каждого эксперимента в отдельном. В монографии Толубинского В.И. [31] приводилась оценка необходимого количества измерений характеристик, составляющая не менее нескольких сотен для каждого опыта, что до сегодняшнего дня редко достигается в исследованиях экспериментального характера. Требуемые вычислительные мощности на данный момент уже не так важны, как в прошлом, что обусловило появление большого количества коммерческих пакетов CFD. Однако с учетом быстро меняющихся условий развития взрывного вскипания точность разработанных численных решений всегда требует специальных исследований.

Рассмотрим кипение изолированного парового пузырька на вертикальном нагревателе в условиях принудительного движения недогретой до температуры насыщения жидкости. Условия достижения пузырьком своего максимального размера при нестационарном тепловыделении во многом предопределены достижением теплового равновесия. Эволюция парового зародыша изучалась многими авторами [52, 76, 178] и др., а случай нестационарного тепловыделения недавние результаты можно найти в работах автора [113]. Общий вывод этих исследований предполагает сложную механику теплопередачи, включая теплопроводность через слои жидкости, а также повторное смачивание сухого пятна и микро-конвекцию жидкости после конденсации или отрыва пузырьков. Анализ показывает, что на данный момент невозможно получить универсальные соотношения для всех характеристик пузырькового кипения.

Традиционная постановка анализа конвекции с использованием критерия Релея может быть иллюстрирована переносом теплоты через горизонтальный слой жидкости толщиной h от твердой поверхности. Температура поверхности T_w при этом выше температуры жидкости T_b , т.е. $T_w > T_b$. В общем виде критерий Релея тогда можно записать:

$$Ra = \frac{g\beta h^3}{\nu\alpha} (T_w - T_b), \quad (2.40)$$

где g – ускорение свободного падения, β – коэффициент температурного расширения жидкости, ν – коэффициент кинематической вязкости, α – коэффициент температуропроводности.

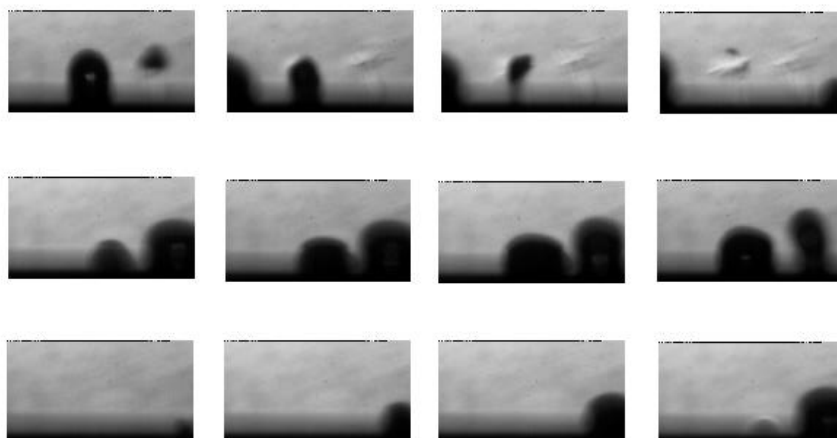


Рисунок 2.12 – Видеограмма образования пузырей, полученная шпирен-методом

Как известно, условие возникновения конвекции выполняется для большинства жидкостей при $Ra > 1700$. В работе [156] предложена следующая зависимость для определения числа Нуссельта через число Релея:

$$Nu = 1 + \frac{\alpha(RaR_{cr}^{-1} - 1)^{\gamma+1}}{1 + \delta(RaR_{cr}^{-1} - 1)^{\mu}}, \quad (2.41)$$

где значения констант определялись на основе экспериментальных данных: $\alpha=6,911$; $\gamma=1,195$; $\delta=7,816$; $\mu=1,9$.

В настоящей работе использован аналитический расчет нестационарного теплообмена. Ключевой вопрос заключается в том, можем ли мы применить число Рэлея при расчете теплопередачи для данных условий. В [218] было показано, что частный случай режима с изолированными пузырьками можно рассматривать как задачу естественной конвекции в однородном приближении. Как и многие другие исследователи, мы рассматриваем конвективную теплопередачу, как важный

компонент общей теплопередачи в условиях пузырькового кипения. После схлопывания пузырька его место занимает область неравновесного объема жидкости с температурой от T_s до T_0 . В то же время, в окрестности зародышеобразования находится некоторый объем жидкости, перегретой выше температуры насыщения в диапазоне от T_s до T_w . Таким образом, вертикальная составляющая конвективного теплообмена является частным случаем аналитического исследования, в котором разработанные аналитические решения могут дать неверные результаты. Однако значимость вклада конвективного теплообмена в условиях достижения больших перепадов температур ($30 \div 90$ К) очевидна. Воспользуемся уравнением (2.41) для определения числа Нуссельта, и произведем сопоставление результатов аналитического определения плотности теплового потока:

$$q = \text{Nu} \lambda (T_w - T_b) / h, \quad (2.42)$$

с результатами численного расчета нестационарного пузырькового кипения, представленного в работе [111]. Экспериментальные данные были получены в вертикальном канале с цилиндрическим нагревателем (длина 120 мм, диаметр 12 мм и толщина 1 мм). Суммарное тепловыделение на единицу площади нагревателя достигло $12 \div 36$ МВт/м², что значительно больше теплового потока, отводимого переохлажденным потоком, который составил 2 МВт/м². По этой причине наблюдался быстрый ($2500 \div 6000$ К/с) рост температуры поверхности, а испарение происходило в сильно нестационарном температурном поле. В зависимости от температуры переохлаждения, которая составляла 12 К, 42 К и 72 К, фаза пузырькового кипения начиналась через $6 \div 27$ мс и завершалась переходом к кипению, сопровождающимся образованием больших паровых полостей через $10 \div 30$ мс от начала ототпления. Продолжительность нагрева варьировалась от 60 до 100 мс. Давление составляло около 0,11 МПа, а средняя скорость потока 0,2 м/с.

Система дифференциальных уравнений, описывающая сопряженную задачу теплообмена в условиях вынужденной конвекции, дополнена замыкающими соотношениями для теплообмена с пузырьками на поверхности. Тепловой поток

пузырька состоит из тепловых потоков начального испарения пузырька q_{ei} , испарения микрослоя q_{eml} , теплопроводности микрослоя q_{cml} , теплопроводности перегретого слоя q_{cs} :

$$q_b = q_{ei} + q_{eml} + q_{cml} + q_{cs} + q_w, \quad (2.43)$$

Здесь компоненты теплового баланса определяются как:

$$q_{ei} = \frac{\pi}{6} h_{lg} \rho_g D_m^3 f N_a, \quad (2.44)$$

$$q_{eml} = \frac{\pi}{6} h_{lg} \rho_l \delta_{ml} D_m^2 f N_a, \quad (2.45)$$

$$q_{cml} = \frac{\pi}{4 \delta_{ml}} N_a k_l (T_w - T_s) D_m^2, \quad (2.46)$$

$$q_{cs} = \pi N_a \int_{r_w + \delta_{ml}}^{r_w + \delta_s} k_l (T_w - T_s) \left(\frac{D_m}{r - r_w} - 2 \right) dr, \quad (2.47)$$

где D_{ml} – диаметр микрослоя, q_w – конвективный тепловой поток от стенки в переохлажденную жидкость.

Экспериментальное исследование [111] показало, что в случае нестационарного пузырькового кипения, не все ключевые характеристики паровой фазы могут быть успешно предсказаны в рамках существующих подходов. Так, несмотря на успешность применения зависимостей описывающих плотность центров нуклеации N_a и необходимый перегрев поверхности ΔT_{onb} , величина максимального диаметра может быть определена только на основании определения тепловой картины в пристенном слое жидкости. Применение обобщений, полученных при описании стационарного пузырькового кипения приводит к ошибке в размере пузыря до 200%. Таким образом, учет слагаемых теплового потока, описывающих особенности теплообмена при наличии пузырьков пара на поверхности позволяет существенно уточнить значение максимального диаметра.

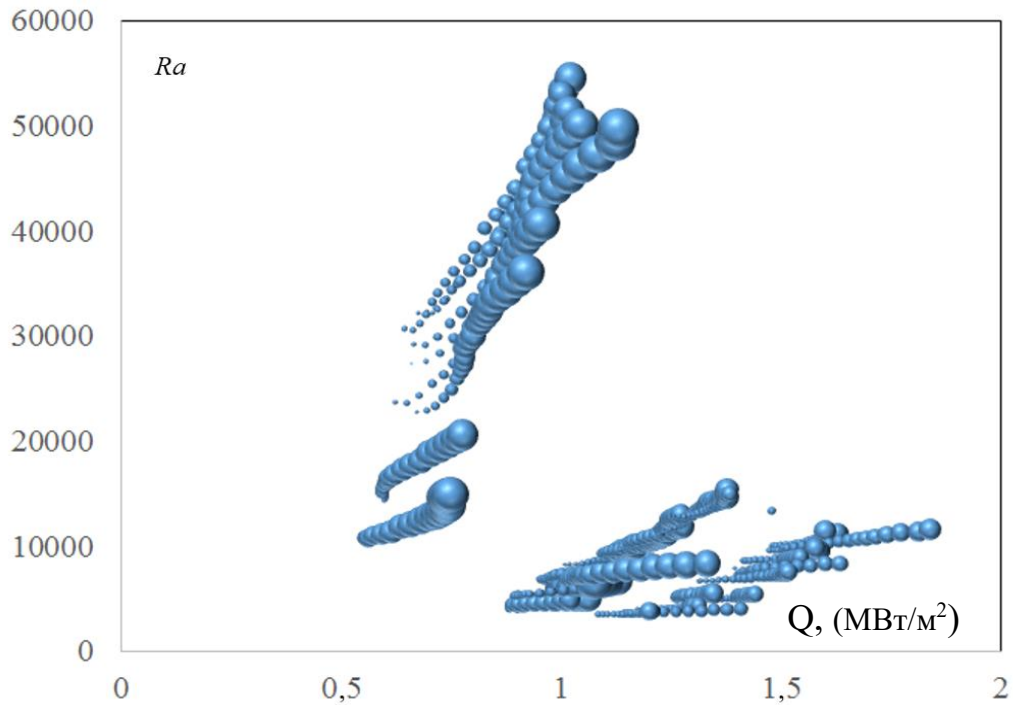


Рисунок 2.13 – Зависимость числа Рэлея от теплового потока для различных уровней недогрева при нестационарном пузырьковом кипении.

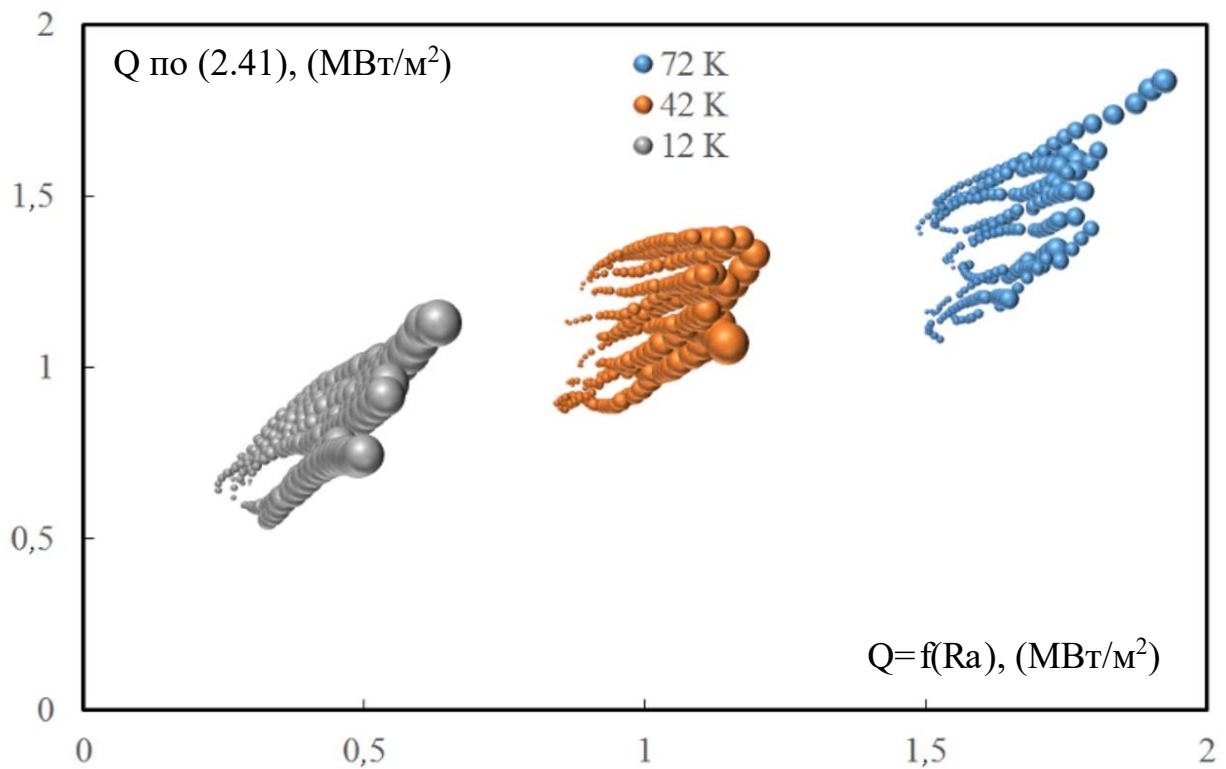


Рисунок 2.14 – Сопоставление результатов вычислений теплового потока по зависимости (2.41) с данными [113]. Размер маркера пропорционален диаметру пузыря

Данные по тепловому потоку численной модели находятся в согласии с представленными ранее экспериментальными наблюдениями, и диапазон достижимых значений теплового потока составляет от 0,56 до 2 МВт/м². Выбор характерного размера для расчета Ra в случае вертикально ориентированной теплоотдающей поверхности представляет собой отдельную задачу. В первом приближении мы использовали h равным 1 мм. Как можно видеть из Рисунка 2.14, совпадение результатов численного моделирования с аналитическим решением (2.41) в достаточной степени высоко. Размер пузыря не коррелируется с величиной погрешности определения теплового потока, в то время как уменьшение недогрева жидкости существенно увеличивает погрешность (до 40%).

Отсутствие роста погрешности определения q для каждого выделенного случая выделения тепловой энергии в пристенном слое жидкости, сопровождающемся увеличением максимальных диаметров пузырей, позволяет предположить возможность отказа от учета теплопереноса в окрестностях пузыря, выраженного в численной модели уравнениями (2.44)–(2.47). Можно предположить, что увеличение разницы температур ($T_s - T_0$) приводит к уменьшению характерного размера области h. Расслоение результатов при одном уровне начальной температуры жидкости (Рисунок 2.14) связано с различиями в температурах стенки нагревателя при изменении выделяемой мощности (скорость разогрева стенки для разных опытов в диапазоне от 2,5 до 6 К/мс).

Опираясь на имеющиеся опытные данные, нами получена следующая эмпирическая аппроксимация для зависимости характерного размера области от термического состояния системы нагреватель – недогретая жидкость:

$$h = 10^{-4} \sqrt{\frac{dT_w / d\tau}{\Delta T_{\text{sub}}}}. \quad (2.48)$$

Выбранный вид уравнения (2.48) отражает зависимость характерного размера от температурного градиента вблизи пристенного слоя жидкости при нестационарном нагреве.

На Рисунке 2.15 приведены результаты вычислений с характерным размером области конвекции h определенным по (2.43). Среднее отклонение составило 6 % для трех уровней недогрева воды и диапазона скорости нагрева металлической поверхности $2,5 \div 6 \text{ K/ms}$. Этот результат свидетельствует о том, что управляя лишь одним единственным параметром (характерным размером), можно успешно описать теплообмен даже в случае нестационарного кипения.

Сопоставляя величину характерного размера h с вычисленными значениями теплового потока Q , можно увидеть существенный разброс значений (рис 2.16). Причина этого заключается в различных скоростях нагрева пристенного слоя жидкости, для которых может реализоваться одно и то же значение теплового потока. В этом случае толщина перегретого слоя жидкости различна, что приводит к различным предельным размерам образующихся пузырей, что, в свою очередь, влияет на величину теплового потока.

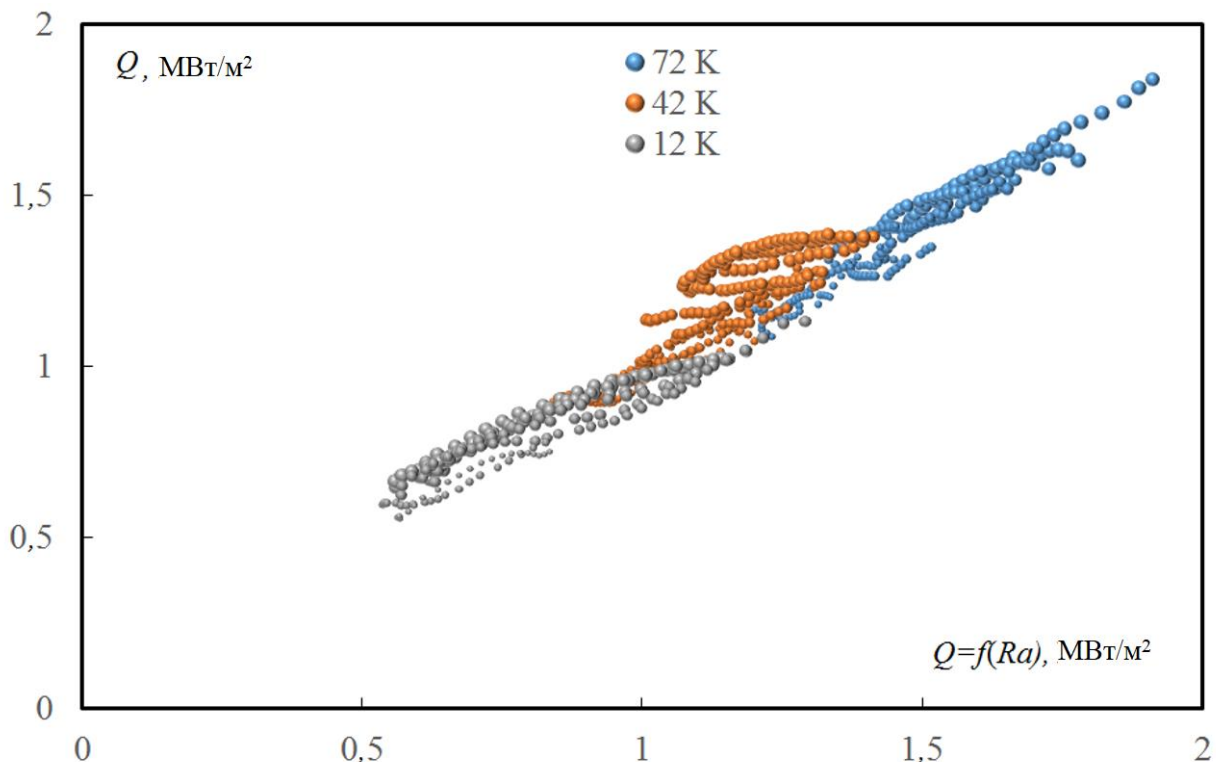


Рисунок 2.15 – Сопоставление результатов вычислений теплового потока по зависимостям (2.41), (2.48) с данными [113]. Размер маркера пропорционален скорости нагрева металлической стенки $dT_w/d\tau$

Таким образом, осуществлена проверка возможности применения аналитического подхода к расчету теплообмена между твердой поверхностью и недогретой жидкостью в неравновесных условиях. Аналитически полученные значения теплового потока сопоставлялись с результатами численных расчетов, детально учитывающих влияние паровой фазы на теплоперенос при наличии высоких температурных градиентов. Показано, что даже в грубом приближении при задании характеристической длины произвольной постоянной прослеживается приемлемая корреляция между аналитическими и численными результатами. Исследован вопрос влияния термического состояния пристенного слоя жидкости на величину характеристической длины и предложен вид зависимости, включающий скорость изменения температуры теплоотдающей поверхности и уровень недогрева жидкости.

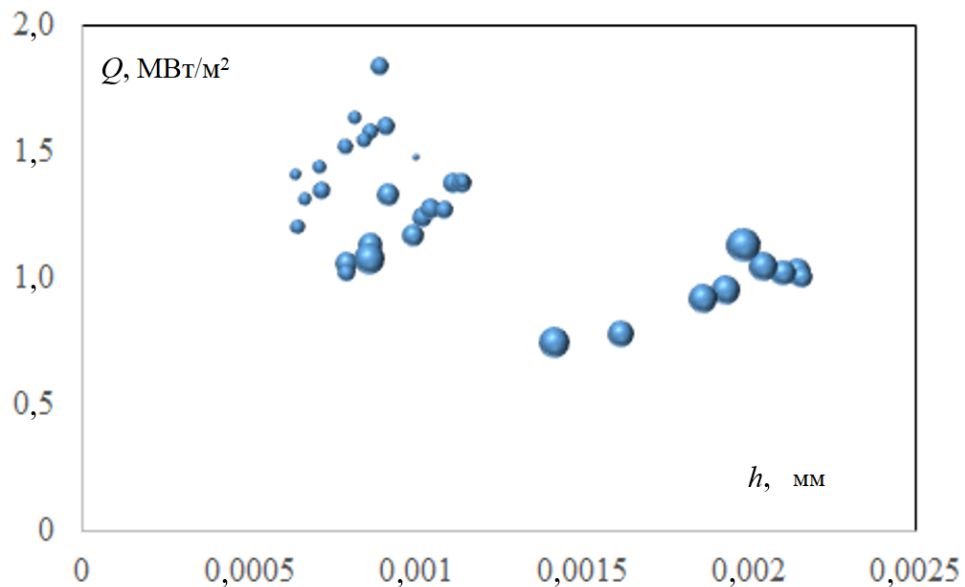


Рисунок 2.16 – Сопоставление характерного размера с тепловым потоком (2.43).

Размер маркера пропорционален диаметру пузыря

2.5 Интенсификация нестационарного пузырькового кипения при увеличении скорости потока

В настоящем параграфе рассматривается влияние скорости потока на пузырьковое кипение. Несмотря на значительные результаты, полученные при использовании численных моделей, таких как [60, 75], взрывное вскипание потока переохлажденной жидкости можно предсказать с большими трудностями. Существующие модели пузырькового кипения и теплопередачи способны учитывать влияние силы тяжести и краевого угла смачивания при описании динамики границы раздела. Однако в подавляющем большинстве работ авторы не использовали результаты экспериментов с резко изменяющимся значением теплового потока в качестве экспериментальных данных. Ранее многие авторы обращали внимание на влияние скорости потока на теплообмен в целом и на кипение в частности. В [212], как и в ряде других работ, на основании проведенных экспериментов сделан вывод о безусловном увеличении теплового потока с увеличением скорости жидкости. Для пузырькового кипения проведено обобщение по результатам экспериментов с цилиндрическим нагревателем. В исследованиях скорости жидкости составляли 2,4; 4 и 6,8 м/с. В [186] авторы определили характеристики теплопередачи при кипении хладагентов R134A и R410A внутри гладкой трубы и труб с усиленной поверхностью в диапазоне массовых скоростей от 70 до 200 кг/(м²с). В [92] численное исследование проводилось для теплопередачи и потока жидкости в вертикальном кольцевом пространстве с внутренним обогревом при фиксированном тепловом потоке 50 кВт/м² и 100 кВт/м². Переохлаждение жидкости изменялось от 10 К до 50 К, а массовый расход от 0,05 кг/с до 0,025 кг/с. Среднее число Нуссельта увеличивается, в то время как относительная энтальпия пара и истинное объемное паросодержание уменьшаются с увеличением расхода. Интенсификация теплообмена при увеличении скорости жидкости при сохранении уровня выделяемой мощности приводит к снижению температуры поверхности. Поскольку температура поверхности является ключевым параметром для реализации пузырькового кипения, ее снижение

значительно тормозит развитие паровой фазы. Таким образом, по крайней мере, для стационарных тепловых потоков увеличение скорости жидкости всегда должно сопровождаться уменьшением образования паровой фазы.

Нестационарное кипение весьма своеобразно по ряду причин. Есть сомнения в адекватности большей части ранее экспериментально полученной информации и построенных эмпирических моделей в случае их применения для специфичной ситуации с резко изменяющимися граничными условиями. Быстрое изменение граничных условий приводит к плохой применимости, а иногда и к потере адекватности расчетных моделей, основанных на эмпирической информации о кипении при постоянных тепловых потоках или температурах поверхности. Статистическая достоверность метода усреднения характеристик кипения также вызывает сомнения. Если температура поверхности быстро растет, усреднение характеристик кипения из-за наличия большого количества различных центров зародышеобразования может быть нарушено. Например, при частоте зародышеобразования 100 Гц и повышении температуры поверхности всего на 1 К/мс условия кипения существенно меняются в течение жизни пузырька. В результате статистическое усреднение характеристик отдельных центров зародышеобразования для поверхностей с большим разбросом шероховатостей может привести к неверным оценкам. Особое значение, на наш взгляд, имеют новые эффекты, связанные с нестационарной динамикой кипения. Как показывают эксперименты с кипением в условиях сильных колебаний межфазной поверхности [129, 207], могут возникать устойчиво повторяющиеся режимы с большими значениями коэффициента теплоотдачи. Таким образом, несмотря на имеющийся огромный экспериментальный задел в изучении пузырькового кипения, условия быстро меняющейся температуры поверхности являются важной проблемой, требующей специального экспериментального исследования и теоретического понимания. Как было показано в [111], во время развития нестационарного кипения начало пузырькового кипения (ONB), а также такие характеристики кипения, как плотность центров нуклеации, частота зародышеобразования f и максимальный

диаметр пузырька D_m , также зависят от температуры поверхности. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что зависимости для предсказания ΔT_{ONB} , предложенные в [44, 192], и расчетные зависимости для частоты нуклеации из [87] могут быть использованы и при быстром росте температуры поверхности.

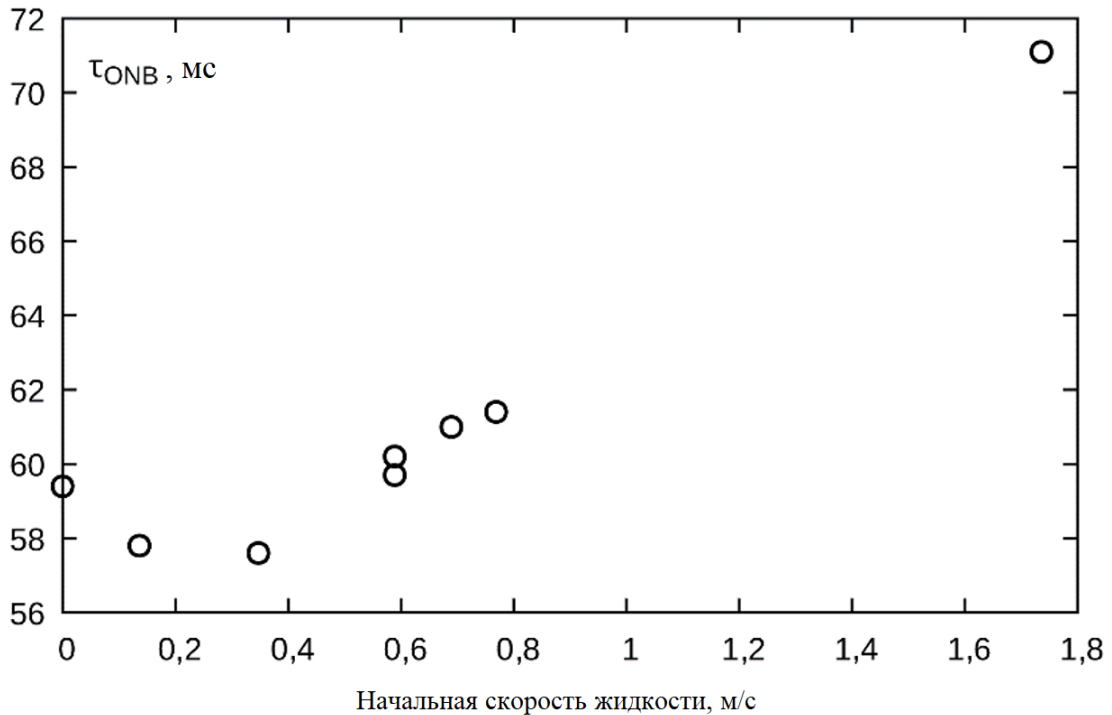


Рисунок 2.17 – Экспериментально наблюдаемое влияние скорости потока на начало пузырькового кипения при вскипании недогретой воды, $T_0 - T_s = 120$ К

В [160] представлены результаты экспериментального исследования взрывного вскипания и показано немонотонное влияние скорости потока на развитие паровой фазы. Переход к быстрому увеличению объема пара на поверхности, сопровождаемому ростом давления, происходил быстрее при некоторых промежуточных скоростях жидкости, примерно соответствующих 0,4 м/с. Представленная в настоящей диссертации расчетная модель позволяет учесть нестационарный теплообмен в пристеночном слое жидкости, учитывающий вклад тепловых потоков в окрестности пузыря. Выше уже было показано, что

наибольший вклад в теплообмен в окрестности зародышеобразования вносит теплопроводность через перегретый слой жидкости внутрь пузырька. В настоящем параграфе мы применим модель пристенного нестационарного пузырькового кипения для анализа влияния скорости потока на характеристики кипения.

Опишем математическую модель пристенного нестационарного пузырькового кипения движущегося потока недогретой жидкости. Для исследования механизма взаимодействия потока жидкости с дополнительными тепловыми потоками, связанными с образованием, ростом и конденсацией пузырьков, используется численная модель, подробно описанная в параграфе 2.2. Чтобы получить более высокое разрешение для перегретого слоя, построена сетка из примерно 100300 элементов с двумя пограничными слоями вблизи границы раздела нагреватель-вода: первый слой имеет толщину 0,05 мм и шаг 0,001 мм, второй слой – 0,27 мм толщиной, с экспоненциально увеличивающимся шагом. На остальной части модели построена сетка с шагом 0,1 мм. Были исследованы зависимости температуры стенки и прогноза теплового потока от размера расчетной ячейки при переохлаждении на входе 54 К, начальной скорости 0,49 м/с и средней скорости роста температуры стенки 3500 К/с. В этом анализе был изменен минимальный интервал сетки в первом слое. Результаты показаны в таблице 2.1 и показывают, что эффект минимального шага сетки невелик по сравнению с точностью экспериментальных данных. Следует отметить, что погрешность измерения температуры в динамическом процессе не менее 1°C.

Таблица 2.1 – Тепловой поток и температура поверхности при различном размере расчетной сетки

Минимальный размер ячейки (мм)	Число ячеек	Тепловой поток (МВт/м ²)	Температура поверхности (°C)
0,0014	83780	0,782	135,600
0,0010	100300	0,766	135,581
0,0005	159300	0,770	135,606

Температура поверхности нагревателя, измеренная термопарами, показала хорошее согласие (<5%) с численным моделированием до момента полного развития пузырькового кипения. Вода поступает в канал с заданной скоростью w_0 и вытекает из него при атмосферном давлении. На поверхности нагревателя и внешней стене устанавливаются граничные условия прилипания. Движение воды описывается уравнениями Навье-Стокса в ламинарном потоке.

$$\rho_l \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial \tau} - \rho_l (\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{w} = \nabla \cdot \left[-p \mathbf{I} + \mu_l (\nabla \mathbf{w} + (\nabla \mathbf{w})^T) - \frac{2}{3} \mu_l (\nabla \cdot \mathbf{w}) \mathbf{I} \right], \quad (2.49)$$

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\rho_l \mathbf{w}) = 0.$$

Здесь Γ – символ транспонирования. Уравнение сохранения энергии в воде включает дополнительные источники тепла, $q_+''' > 0$, связанные с переносом теплоты от твердой поверхности в жидкость, благодаря наличию пузыря пара:

$$\rho_l C_{p,l} \frac{\partial T}{\partial \tau} + \rho_l C_{p,l} \mathbf{w} \cdot \nabla T - k_l \nabla \cdot \nabla T = q_+''', \quad (2.50)$$

В дополнении к джоулевой теплоте $\frac{1}{2} \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$, уравнение сохранения энергии для металлического тела включает в себя также и отток теплоты вызванный наличием пузырей пара $q_-''' < 0$.

$$\rho_s C_{p,s} \frac{\partial T}{\partial \tau} - k_s \nabla \cdot \nabla T = \frac{1}{2} \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} + q_-''', \quad (2.51)$$

Источники тепла, связанные с пузырем q_+''' , q_-''' , имеют ненулевые значения в жидкости и металле, на которые пузырек воздействует в течение периода времени, равного $1/f$, где f – частота нуклеации. Дальнейшее распределение тепла, выделяющегося при конденсации пузырьков, описывается уравнением теплопередачи в жидкостях (2.50).

Интегралы по q_+''' и $(-q_-''')$ равны тепловому потоку пузырька q_b'' , который считается равномерно распределенным по поверхности нагревателя в зоне влияния пузыря.

$$\int q_+'' dr = - \int q_-'' dr = q_b'' \quad (2.52)$$

Тепловые потоки, связанные с пузырьком перечислены в следующей формуле [59]:

$$q_b'' = q_{e,i}'' + q_{e,ml}'' + q_{c,ml}'' + q_{c,s}''. \quad (2.53)$$

Здесь, $q_{e,i}''$ и $q_{e,ml}''$ – теплота фазового перехода массы воды, содержащейся в пузырьке и микрослое, соответственно, отнесенная к интервалу времени $1/f$ и к площади воздействия на поверхность нагревателя A_i :

$$q_{e,i}'' = h_{lg} \rho_g \frac{\pi D_m^3}{6} f / A_i, \quad (2.54)$$

$$q_{e,ml}'' = h_{lg} \rho_l \delta_{ml} \frac{\pi D_{ml}^2}{6} f / A_i. \quad (2.55)$$

Значения $q_{c,ml}''$ и $q_{c,s}''$ учитывают повышение теплопередачи за счет наличия микрослоя под пузырьком и перегретого слой соответственно, усредненные по зоне влияния пузырька:

$$q_{c,ml}'' = \frac{k_l (T_w - T_s) D_{ml}^2}{\delta_{ml} D_i^2}, \quad (2.56)$$

$$q_{c,s}'' = \frac{1}{A_i} \int_{r_w + \delta_{ml}}^{r_w + \delta_s} k_l (T_w - T_s) \pi \left(\frac{D_m}{r - r_w} - 2 \right) dr. \quad (2.57)$$

В других главах мы рассматривали и показали, что, в процессе нестационарного кипения недогретой воды размер пузырей находится в пропорции с толщиной перегретого слоя

$$D_m = \delta_s / (1 - m), \quad (2.58)$$

где параметр m изменяется в процессе эксперимента. Анализ видеок кадров для эксперимента с недогревом до температуры насыщения 54 К и сравнение с расчетной толщиной перегретого слоя δ_s позволили установить значение $m \approx 0,8$.

Уравнение (2.58) использовалось для расчета составляющих теплового потока пузырька и размера области воздействия пузырька.

В численной модели определение начала зародышеобразования происходит, когда поверхность нагревателя достигает перегрева, определяемого следующим эмпирическим выражением, которое обобщает наши экспериментальные данные:

$$\Delta T_{ONB} = 0,1534 \left(\frac{q''}{1082(10^{-5}p)^{1,156}} \right)^{0,6896(10^{-5}p)^{0,0234}}, \quad (2.59)$$

которое похоже на уравнение Бергlsa [9]:

$$\Delta T_{ONB} = 0,5556 \left(\frac{q''}{1082(10^{-5}p)^{1,156}} \right)^{0,463(10^{-5}p)^{0,0234}}. \quad (2.60)$$

Разница в различных предсказаниях температуры поверхности, необходимой для зарождения пузырьков, может достигать 8 К. Экспериментальные данные, полученные в этой работе, дополненные численным расчетом температуры поверхности, также сравнивались с расчетными формулами, такими как формула, предложенная Thom и др. [192]:

$$\Delta T_{ONB} = 22,65(10^{-6}q'')^{0,5} e^{-\frac{10^{-5}p}{8,7}}. \quad (2.61)$$

Также сопоставлялись результаты, полученные по формулам, предложенной Garimella с соавторами [134]:

$$\Delta T_{ONB} = 2 \sqrt{\frac{2\sigma C_{p,l} q'' T_s}{h_{lg} k_l \rho_g}} + \frac{2\sigma C_{p,l} q''}{h_{lg} k_l \rho_g}, \quad (2.62)$$

и Al-Yahia в соавторстве с Jo [39]:

$$\Delta T_{ONB} = 7,36 \left(\frac{q''}{1000} \right)^{0,16} e^{-\frac{10^{-5}p}{9,5}}. \quad (2.63)$$

Хотя полная проверка численной модели с измерением температурного поля в воде при кипении с необходимой частотой около 10 кГц недоступна, результаты

расчетов подтверждаются измерениями температуры нагревателя с помощью термопар и регистрируемыми параметрами пузырькового кипения. по видеозаписи.

Результаты численного моделирования и анализ. Общий объем проведенных экспериментальных исследований имеет следующую статистику: количество индивидуальных экспериментов, составило 55; количество выбранных видеок кадров, показывающих кипение жидкости, составило 800, общее количество обнаруженных пузырьков – около 50000. На основе анализа видеок кадров пузырькового кипения построена зависимость τ_{ONB} и N_a от скорости воды. Следуя общим принципам теории конвективной теплопередачи, увеличение скорости потока должно улучшать отвод тепла и, таким образом, снижать температуру поверхности. Однако только при скорости потока выше 0,7 м/с увеличение времени начала нуклеации становится заметным. При скорости потока от 0,13 до 0,5 м/с время начала зародышеобразования в среднем даже на 1–2 мс меньше, чем при нулевой скорости потока.

Если сравнить плотность центров зародышеобразования при разных расходах в заданные моменты времени относительно начала нагрева (Рисунок 2.22), то можно увидеть немонотонную зависимость: с увеличением скорости потока плотность центров зародышеобразования сначала увеличивается, а затем уменьшается. Детальное исследование распределения диаметров пузырьков после их появления и до их агломерации при различных скоростях потока показало, что с увеличением скорости потока от 0 до 0,35 м/с количество пузырьков, а также их средний размер увеличиваются. При дальнейшем увеличении скорости потока до 1,73 м/с большинство центров зародышеобразования становятся неактивными и количество пузырьков резко уменьшается.

Результаты определения начального момента паровой фазы представлены на Рисунке 2.18, и они хорошо согласуются с существующими прогностическими моделями [39, 44, 134, 192]. Это позволяет сделать вывод об успешности проведенных численных расчетов, так как они послужили основой для

определения температуры поверхности нагревателя. Наблюдаемый незначительный разброс значений теплового потока в наших экспериментальных данных (около 3% от величины) можно объяснить незначительным влиянием скорости жидкости в начале процесса зародышеобразования при взрывном вскипании.

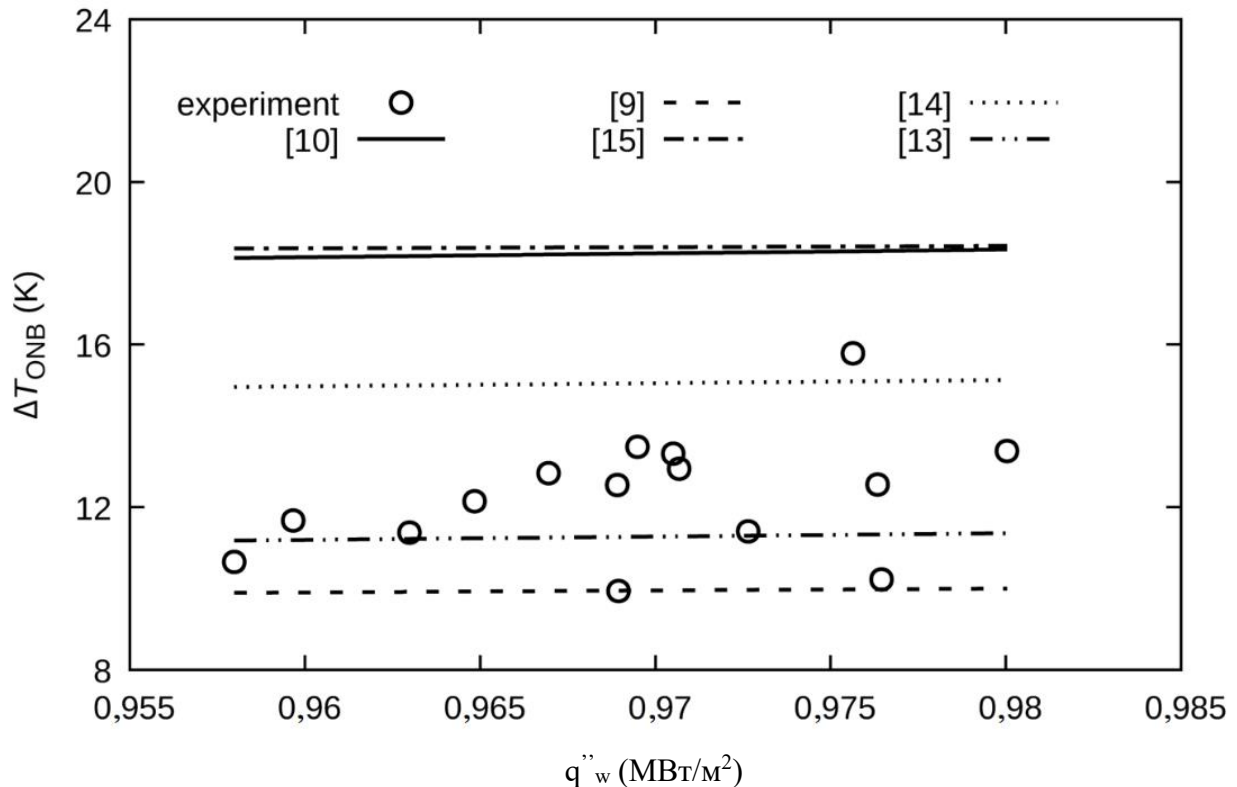


Рисунок 2.18 – Вычисленные значения температуры поверхности в начале пузырькового кипения

Контуры перегрева жидкости, показанные на Рисунке 2.19, позволяют более детально оценить влияние скорости потока на кипящую воду. Как видно, области с более высокой температурой (темные пятна, разделенные яркими линиями на Рисунке 2.19), внутри которых жидкость более чувствительна к силам плавучести, имеют больший размер при меньшей скорости потока воды. С увеличением скорости происходит перемешивание жидких областей с разной температурой, что иногда приводит к преобладанию принудительной конвекции над силами плавучести. Начальным условием возникновения таких неоднородностей является

образование пузырьков пара на поверхности металла. Интенсивный теплоперенос жидкости в окрестности центра зародышеобразования усиливает образование новых пузырьков и вызывает увеличение их максимального размера. Эффективность этой интенсификации, по-видимому, ограничивается уносом нагретых объемов жидкости за пределы окрестности пузыря и может быть выражена как:

$$w_{\text{lim}} = D_m / \tau_b. \quad (2.64)$$

Для текущих экспериментальных данных значение предельной скорости потока составляет около 0,4 м/с.

Рассмотрим влияние скорости потока на тепловую картину в пристенном слое жидкости. Увеличение скорости приводит к следующему:

- увеличивается толщина теплового пограничного слоя жидкости;
- температура теплопередающей поверхности снижается, так как конвективная часть общей теплоотдачи увеличивается;
- толщина слоя перегретой жидкости, где $T > T_s$, уменьшается из-за снижения температуры поверхности.

Существует ограничение на рост пузырька в переохлажденной жидкости при поверхностном кипении, вызванное достижением баланса между потоками испарения и конденсации. Увеличение толщины теплового слоя позволяет пузырьку стать очень большим, так как снижение температуры стенки при небольшом изменении скорости потока незначительно. На Рисунке 2.19 показаны размеры пузырька, изотерма и области повышения температуры воды, вызванные усилением теплопередачи пузырька от поверхности к

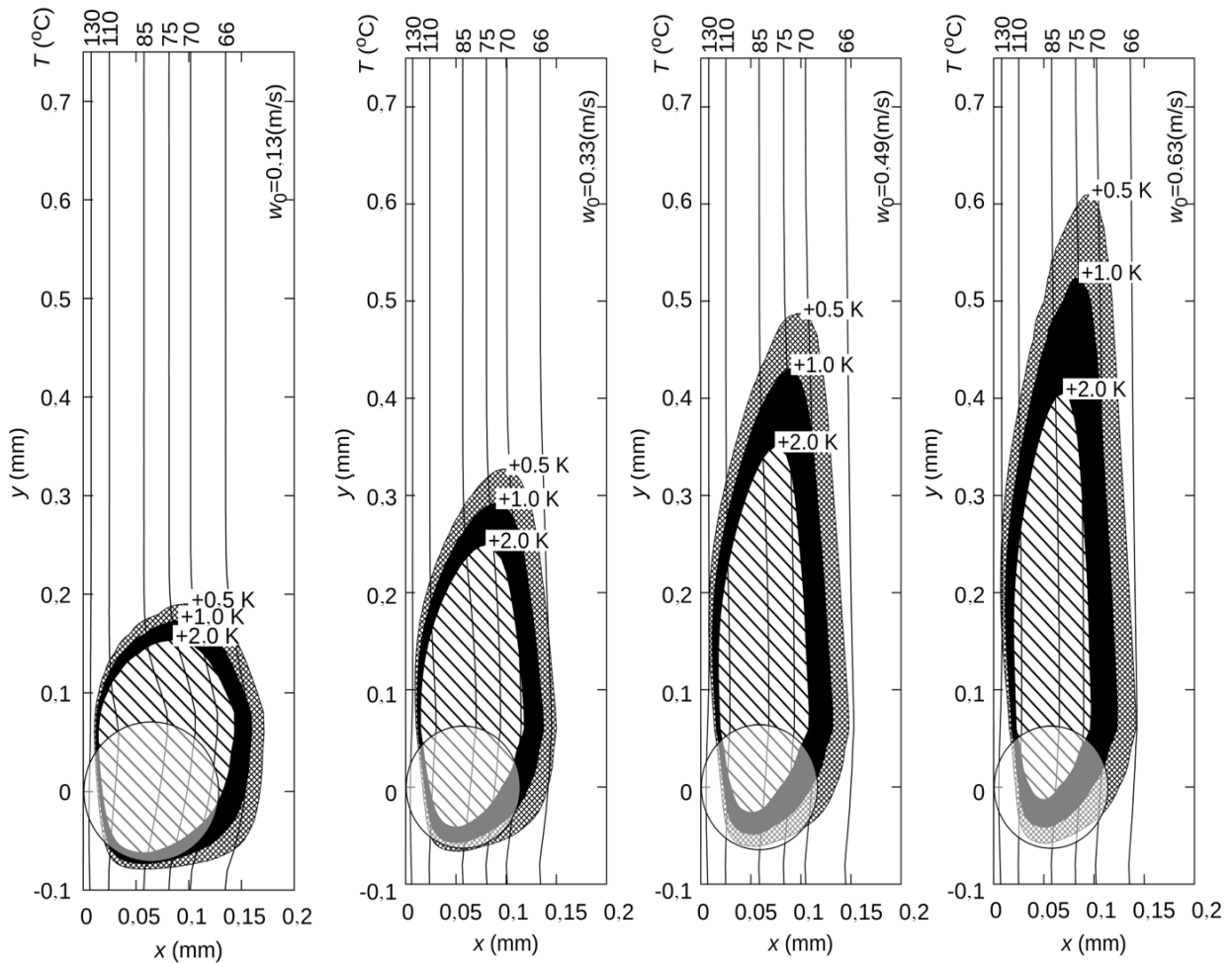


Рисунок 2.19 – Изображение закипания воды на поверхности нагревателя через 116 мс после начала тепловыделения при переохлаждении на 120 К.

а) $w_0 = 0$ м/с; б) $w_0 = 0,35$ м/с; в) $w_0 = 1,73$ м/с

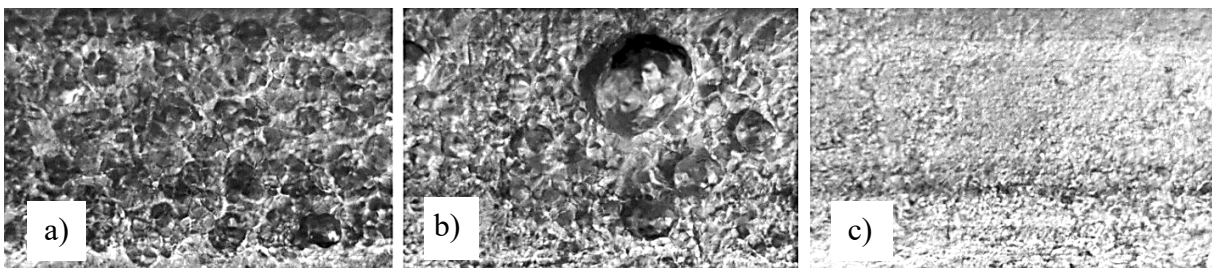


Рисунок 2.20 – Численное моделирование влияния тепловыделения пузырька на

распределение температуры в воде при различных скоростях потока при

переохлаждении 54 К. Сплошными линиями обозначены изотермы.

Штриховкой показаны зоны между температурой жидкости, когда пузырек

присутствует/отсутствует. Полупрозрачная окружность – ориентировочное

изображение пузыря

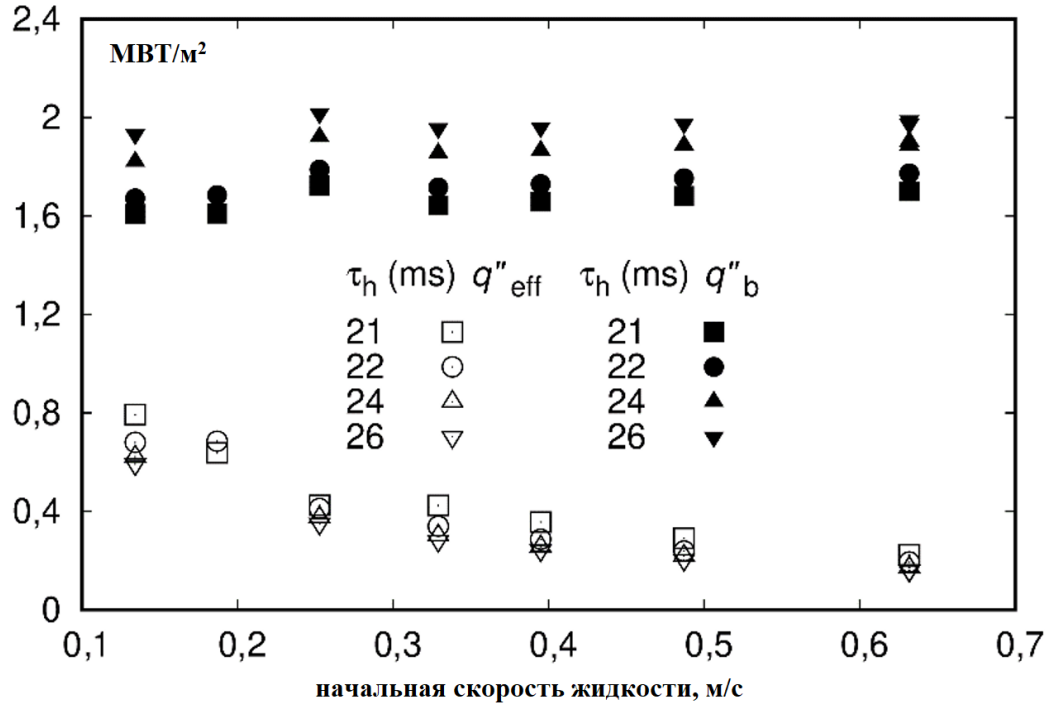


Рисунок 2.21 – Полученные численно значения тепловых потоков в области зародышеобразования для различных моментов процесса кипения при недогреве 54 К. Сплошные маркеры обозначают общий тепловой поток пузырьков, прозрачные маркеры обозначают эффективный тепловой поток, остающийся внутри области зародышеобразования

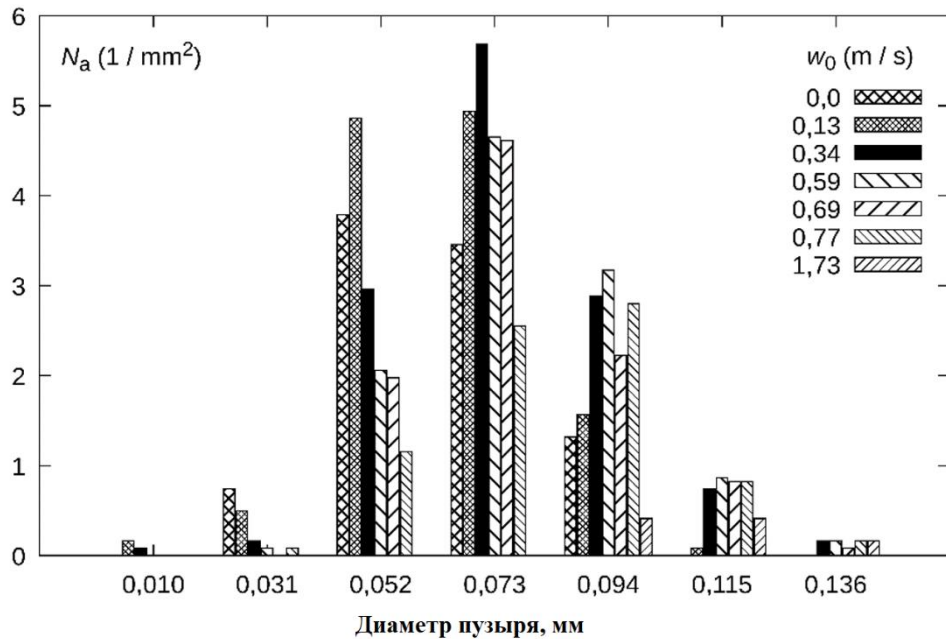


Рисунок 2.22 – Экспериментальное распределение пузырьков по размерам для различных уровней скорости потока при переохлаждении 120 К

окружающей жидкости. Разница температур, показанная на Рисунке разными штриховками, была рассчитана как разница между температурой в данной точке и температурой на том же расстоянии от поверхности нагревателя, взятой на 1 мм выше по потоку чем центр зародышеобразования. Видно, что согласно предположениям математической модели, дополнительный источник тепловыделения действует в окрестности центра пузырька и несколько превышает его размер при малых скоростях ($w_0 < 0,33$ м/с). При увеличении скорости потока до 0,63 м/с область более высокой температуры значительно расширяется и смещается вниз по потоку. Толщина этой перегретой области уменьшается, и деформация изотерм вблизи центра зародышеобразования становится менее выраженной. Интересно отметить, что повышение температуры непосредственно в центре зародышеобразования отсутствует. При этом температура поверхности может немного снизиться из-за «откачки» тепла от металла пузырьком. Таким образом, пузырек, охлаждая поверхность в центре зародышеобразования, задерживает появление следующего пузырька в том же месте. Однако из-за наличия области с более высокой температурой в окрестности пузырька этот пузырек, как и все последующие пузыри, достигает большего размера.

При низких скоростях жидкости этот нагрев стимулирует рост пузырьков, возникающих в этом центре зародышеобразования. При высоких скоростях потока нагреваются участки, расположенные на несколько диаметров ниже по потоку, и можно ожидать активного роста пузырьков на этих участках. Прямое сравнение теплового потока пузырька q_b'' и его доли q_{eff}'' , остающейся в зоне влияния данного центра зародышеобразования, показано на Рисунке 2.21. Хотя тепловой поток пузырька q_b'' имеет небольшую тенденцию к увеличению с увеличением начальной скорости потока, q_{eff}'' уменьшается с увеличением начальной скорости потока. Следует отметить, что по мере развития кипения и увеличения температуры поверхности и размера пузырьков q_b'' увеличивается, а q_{eff}'' уменьшается при той же начальной скорости потока. Это связано с тем, что при большем диаметре пузырьков тепловыделение происходит в более удаленных от поверхности

нагревателя областях, где скорость жидкости больше. На это также указывает форма области нагрева на Рисунке 2.20: она достигает наибольшего размера в направлении потока на большем расстоянии от нагревателя.

Сравнение плотности распределения пузырьков (Рисунок 2.22) с разными диаметрами при различных начальных скоростях потока было выполнено для недогрева потока до температуры насыщения 120 К и времени 70,5 мс от начала нагрева. Можно видеть, что мелкие пузырьки преобладают при низких расходах, тогда как при высоких расходах преобладают большие пузырьки. При скорости потока более 0,7 м/с пузырьки размером менее 0,02 мм не возникают, и в целом зародышеобразование начинается позже с образованием более крупных пузырьков диаметром $0,05 \div 0,1$ мм. Это можно объяснить тем, что при высоких скоростях тепло более эффективно отводится от поверхности нагревателя вглубь жидкости. В результате условия для образования пузырей ухудшаются, а условия для их роста улучшаются. В то же время при малых ненулевых скоростях потока образование пузырьков интенсифицируется из-за движущихся вдоль нагревателя неоднородностей температуры и скорости. Следовательно, общее количество пузырьков увеличивается за счет мелких пузырьков. Пузырьки размером от 0,06 до 0,08 при скорости 0,34 м/с имеют самую высокую плотность центров зародышеобразования около 5,5 на мм^2 . Как уже отмечалось, увеличение скорости потока от 0 до 0,4 м/с усиливает парообразование на поверхности нагревателя. Аналогичный интересный эффект взаимодействия центров зародышеобразования привел к тому, что зависимость критического теплового потока от плотности центров зародышеобразования оказалась иной, чем можно было ожидать [202]. Только подробный численный анализ теплопередачи в окрестности центров зародышеобразования может позволить учесть эти сложные явления. Такой анализ можно найти, например, в [140].

Таким образом, численные расчеты показали, что объем пара, образующийся при развитии пузырькового кипения, немонотонно зависит от скорости жидкости и этот факт связан с теплопередачей, происходящей между центрами

парообразования. Первичные центры зародышеобразования являются «донорами» тепла ближайшим центрам, потенциально готовым к образованию пузырьков. С увеличением скорости жидкости этот эффект нивелируется за счет подавления первичных центров зародышеобразования, где эффективная передача тепла от металла к жидкости уменьшается. Также в рамках численных экспериментов выявлена немонотонная зависимость образования паровой фазы от скорости потока при пузырьковом кипении воды на поверхности нагревателя. Проведено математическое моделирование нестационарного нагрева потока жидкости, которое показало, что причиной таких явлений являются пузырьковые тепловые потоки. Связь между скоростью роста пузырьков и явлением усиления теплопередачи была обнаружена для скорости потока около 0,4 м/с. Сопоставление с результатами экспериментальных исследований показало наличие 10% относительной погрешности в корреляции между скоростью роста пузырька и критической скоростью потока.

2.6 Моделирование нестационарного температурного поля в окрестности торца оптоволоконна при импульсном лазерном нагреве

Использование лазерного источника для нагрева различных веществ, в том числе жидкостей и биологических тканей, в настоящее время широко используется в различных задачах реальной жизни. Одно из главных преимуществ такого подхода - высокая интенсивность теплового воздействия на локализованные участки. Например, при прохождении излучения через оптическое волокно площадью 0,125 мм² удельный тепловой поток легко достигает порядка 10 МВт/м² при мощности источника 1 Вт. Это обеспечивает высокую управляемость и энергоэффективность технологий на основе лазерного излучения, индуцирующего нагрев. В последнее время большое внимание уделяется внедрению этих технологий при обработке биологических тканей [143, 155, 213], поскольку волоконно-оптический нагревательный элемент удобно использовать в

эндоскопической и пункционной хирургии, которая на сегодняшний день является наиболее безопасным и перспективным видом хирургии. Подробный анализ результатов экспериментального исследования закипания существенно недогретой жидкости, инициированного ее локальным нагревом концентрированным лазерным излучением, передаваемым в рабочий объем по тонкому световоду, представлен в [53]. Показано, что быстрый нагрев жидкости приводит к образованию парогазового пузырька на торце волокна, который в процессе своего развития претерпевает следующие стадии: быстрый рост за счет тепла, накопленного до его появления, и последующее схлопывание, которое сопровождалось образованием жидкого перемычки, эволюция которой приводит к образованию затопленной горячей двухфазной струи, распространяющейся от конца волокна в жидкость. Можно уверенно предположить, что важнейшим фактором, определяющим формирование струи, является тепловая картина в окрестности конца волокна. Таким образом, в рамках математического моделирования импульсного лазерного нагрева недогретой жидкости основной задачей ставится определение температурного поля до момента зарождения паровой фазы.

В изучаемой задаче межфазные превращения характеризуются следующими особенностями: характерные времена эволюции парового пузыря не превышают 1 мс; жидкость существенно недогрета до температуры насыщения; в отличие от традиционно используемых исследований пузырькового кипения, жидкость содержит растворенные газы (азот и кислород) и поверхностно-активные вещества. Таким образом, постановка задачи моделирования эволюции паровой фазы в биологической жидкости в условиях интенсивного энергетического воздействия лазерного источника отличается от большинства аналогичных постановок задач, рассмотренных на сегодняшний день.

Основываясь на результатах исследования [53], рассмотрим нагрев жидкости и образование пузырька пара в недогретой до температуры насыщения жидкости под действием лазерного источника мощностью 1.7 Вт с длиной волны 1.9 мкм.

Как было показано ранее в [108], образование, рост и конденсация пузырьков пара в недогретой жидкости вызывает все больший интерес из-за большого практического значения и отсутствия полного теоретического описания. Особый практический интерес представляет затопленная струя нагретой жидкости, которая образуется после схлопывания парового пузырька и, по некоторым оценкам, имеет скорость до 16 м/с. В данном параграфе настоящей работы рассмотрено полное описание эволюции тепловой картины в окрестности торца оптического волокна, а также предпринята попытка создать прочную основу для последующего описания сложной теплогидравлической динамики парового пузыря и образование быстро движущихся масс жидкости.

Численная модель нагрева жидкости лазерным излучением. Для оценки необходимости численного моделирования вместо использования аналитических оценок, необходимо сопоставить длительность гидродинамической стадии роста парового пузыря с его временем жизни. В работе [38] рассмотрен подобный вопрос на примере динамики парового пузыря, растущего в однородно перегретой жидкости, и показано, что продолжительность стадии роста пузыря, обусловленная разностью давлений в жидкости и газе может быть определена следующим образом:

$$\tau_d = \frac{2.93a_t \rho_l Ja}{\Delta p}, \quad (2.65)$$

где Δp – перепад давления, Па. Обоснованность формулы (2.65) заключается в том, что на начальной стадии роста пузыря основную роль играет разность давления в пузыре и жидкости. Для высокого уровня перегрева жидкости длительность динамической стадии может оказаться сопоставимой со временем жизни пузыря, и тогда тепловая картина в окрестности пузыря не будет оказывать существенного влияния его на эволюцию. Предполагая достижимый перегрев в диапазоне 10÷303 К, можно определить τ_d из (2.65) равным 17–28 мкс. Исходя из результатов экспериментов по вскипанию на торце оптоволокна, длительность роста пузыря превосходит продолжительность динамической стадии более чем в 2 раза. Таким

образом, аналитические модели не могут быть применимы, а необходимость численного моделирования обоснована, так как нестационарность процесса весьма существенна.

В математической модели нестационарного нагрева жидкости источником лазерного излучения были сделаны следующие допущения: жидкость статична; нет внешних возмущений; энергия излучения рассеивается только через конец волокна; поглощение энергии на границе твердое тело–жидкость считается незначительным; коэффициент поглощения не зависит от температуры жидкости. Основываясь на экспериментальных данных [53], промежуток времени между началом нагрева жидкости лазерным излучением и появлением парового зародыша составил 20 мс.

Результирующая численная модель состоит из следующих уравнений:

$$\rho_1 C_1 \frac{\partial T_1}{\partial \tau} + \rho_1 C_1 \cdot \nabla T_1 = \lambda_1 \nabla \cdot \nabla T_1 + Q_{\text{src}}, \quad (2.66)$$

Здесь Q_{src} – мощность источника, которая определяется из количества энергии излучения, поглощенной водой. Задача ламинарного течения жидкости описывается уравнениями:

$$\rho_1 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \tau} + \rho_1 (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla \cdot \left[-p \mathbf{I} + \mu (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) \right], \quad (2.67)$$

$$\rho_1 \nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (2.68)$$

Уравнения геометрической оптики имеют вид:

$$\frac{d\mathbf{q}}{d\tau} = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}}, \quad \frac{d\mathbf{k}}{d\tau} = -\frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{q}}. \quad (2.69)$$

Траектория луча может быть вычислена путем решения обыкновенных дифференциальных уравнений (2.74) для компонентов \mathbf{k} (волнового вектора) и \mathbf{q} (вектора положения).

Закон Снеллиуса имеет вид:

$$\theta = \arccos\left(\frac{\mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2}{|\mathbf{n}_1||\mathbf{n}_2|}\right), \quad (2.70)$$

тогда как закон Бера – Ламберта выражается формулой:

$$I(l) = I_0 \exp(-kl). \quad (2.71)$$

Модели для теплопередачи и оптики связаны величиной теплового потока:

$$\frac{\partial Q_{\text{src}}}{\partial \tau} = \sum \frac{\partial Q}{\partial \tau} \delta(r - q_i). \quad (2.72)$$

где δ – функция Дирака.

Реализация численной модели была осуществлена с применением вычислительного коммерческого пакета Comsol Multiphysics. В расчетную модель включена цилиндрическая область радиусом 10 мм и длиной 10 мм вокруг оптического волокна диаметром 0,2 мм. Построенная расчетная сетка насчитывала 621839 элементов (Рисунок 2.23).

Основываясь на результатах экспериментального исследования возникновения пузыря в перегретой жидкости в результате лазерного излучения, можно сделать вывод о существенной неравномерности поля температур в окрестности межфазной границы. В работе [53] был сделан вывод о преобладающем влиянии гидродинамических сил на эволюцию межфазной границы, результатом которых в определенных условиях может стать зарождение затопленной струи горячей жидкости (Рисунок 2.24, Кадры 3–5). Однако оценка динамики схлопывания пузыря в условиях существенной неравновесности требует осуществления численного анализа.

В [53] было показано, что формирование пузыря (Кадры 1-2), а затем, и затопленной струи горячей жидкости (Кадры 3-5) в большой степени зависят от условий теплообмена на границе раздела оптоволокно–жидкость. Таким образом, настоящее исследование служит основанием для последующего детального анализа влияния различных факторов на параметры исследуемого процесса, такие как максимальный размер пузыря, его скорость роста и продолжительность жизни,

а также скорость образующейся затопленной струи и максимальное расстояние, на котором осуществляется эффективный перенос горячей жидкости.

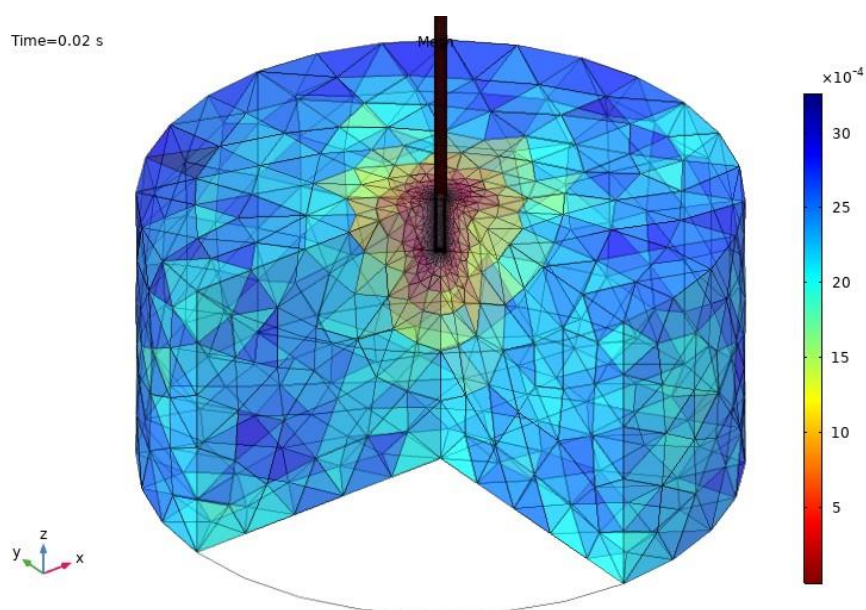


Рисунок 2.23 – Расчетная сетка, реализованная средствами пакета Comsol Multiphysics. Цвет указывает на размер ячейки расчетной сетки

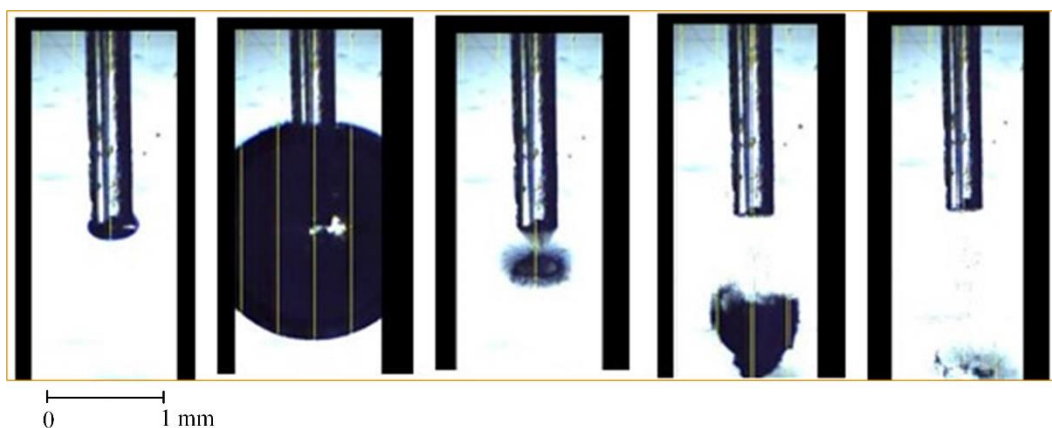


Рисунок 2.24 – Развитие парогазового пузыря при кипении воды, нагретой лазерным излучением мощностью 1,3 Вт. Интервал между кадрами составляет 25 мс. Начальная температура переохлажденной жидкости составляла 293 К

На Рисунке 2.25 представлена динамика температурного поля в окрестности среза волоконно-оптического кабеля в результате лазерного излучения мощностью 1,3 Вт. Выделенная изотерма 100 °С позволяет оценить размер области

переохлажденной жидкости. Для определения момента возникновения парового зародыша воспользуемся теорией гомогенного зародышеобразования.

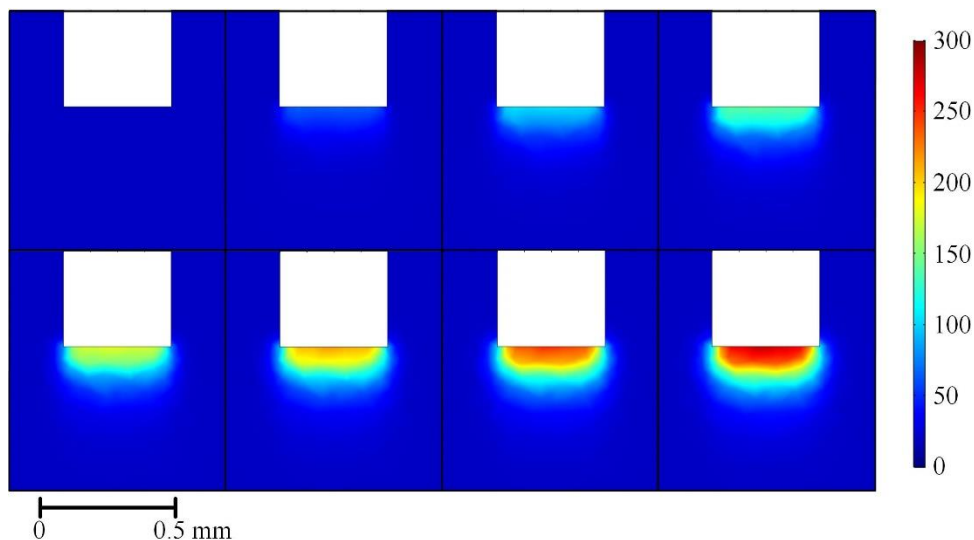


Рисунок 2.25 – Температурное поле во время лазерного облучения недогретой воды; интервал между кадрами - 2 мс

Частота зародышеобразования в гомогенном процессе выражается как

$$J_{\text{hom}} = N_{\text{hom}} B_{\text{hom}} \exp\left(\frac{-W_{\text{hom}}^*}{k_b T}\right), \quad (2.73)$$

где

$$W_{\text{hom}}^* = \frac{16\pi\sigma^3}{3((p_{\infty} - p_l)(1 - v_l/v_v))^2}. \quad (2.74)$$

В области, где рассматривается процесс зародышеобразования, температура жидкости T выше температуры насыщения T_s при данном давлении p_l : $T > T_s$. Последнее является функцией давления в жидкости: $T_s = T_s(p_l)$. Давление жидкости p_l равно атмосферному давлению p_A . Температура насыщения для воды при данном давлении очевидна. Давление пара p напрямую связано с перегревом жидкости. Количество потенциальных центров зародышеобразования N_{hom} в однородном процессе предполагается равным количеству молекул N_l в единице объема

жидкости. Кинетический коэффициент V_{hom} предполагается постоянным и не зависящим от перегрева (в данной работе мы принимаем $V_{\text{hom}} = 10^{10}$).

В рассматриваемой задаче температурное поле (перегрев жидкости) вблизи волокна существенно неоднородно и нестационарно: $T = T(\tau, \vec{r})$. Частота нуклеации также неоднородна и нестационарна: $J = J\{\Delta p(\tau, \vec{r})\}$. Кроме того, граница области перегретой жидкости также подвижна. Момент появления первого (и единственного) зародыша паровой фазы можно найти из условия, что вероятность его появления равна 1:

$$\int_0^{t_0} \int_V J_{\text{hom}} dV d\tau \approx 1. \quad (2.75)$$

Здесь интегрирование проводится по объему перегретой жидкости. Определив момент времени t_0 и зная распределение температуры в этот момент, мы однозначно задаем начальные условия в задаче о росте парового пузырька в локально перегретой (и глобально недогретой) жидкости.

По результатам расчета температурного поля (Рисунок 2.26) к моменту появления зародыша пара объем перегретой жидкости составлял $0,018 \cdot 10^{-3} \text{ мм}^3$, а максимальная температура перегрева воды составляла $303 \text{ }^\circ\text{C}$. Принимая давление насыщенного пара в момент максимального расширения пузырька равным атмосферному давлению, численно определили, что объем пара составляет $4,7 \text{ мм}^3$. Результаты видеосъемки (Рисунок 2.27) позволили оценить максимальный объем парогазового пузыря в $11,5 \text{ мм}^3$. Разница в объемах пара и пузырька, образующихся в кадре видео (в максимуме), объясняется уменьшением внутреннего давления, которое происходит в результате инерционного движения жидкости. Вышеизложенная математическая модель была применена для оценки характерных времен вскипания жидкости и размеров образующихся пузырей в зависимости от различных условий. На рис 2.27 представлены покадровая иллюстрация этапов эволюции парового пузыря, формирующегося вблизи торца волокна: от момента зарождения пузырька до его полного исчезновения и образования затопленной струи, происходящей вслед за коллапсом пузыря.

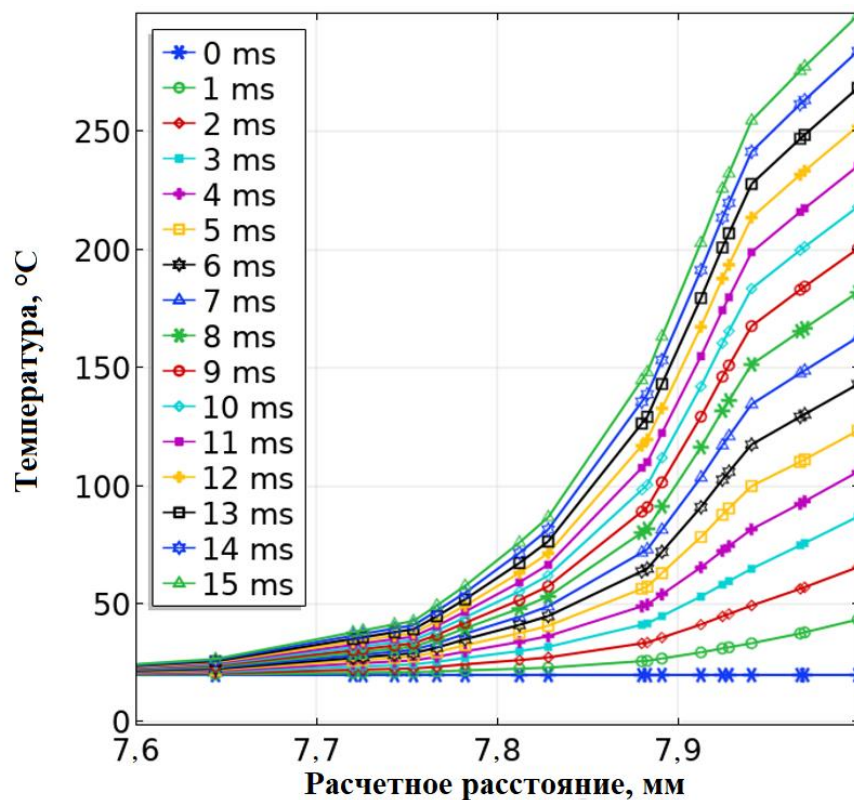


Рисунок 2.26 – Динамика температурного профиля на центральной оси, 8 мм соответствуют торцу волокна

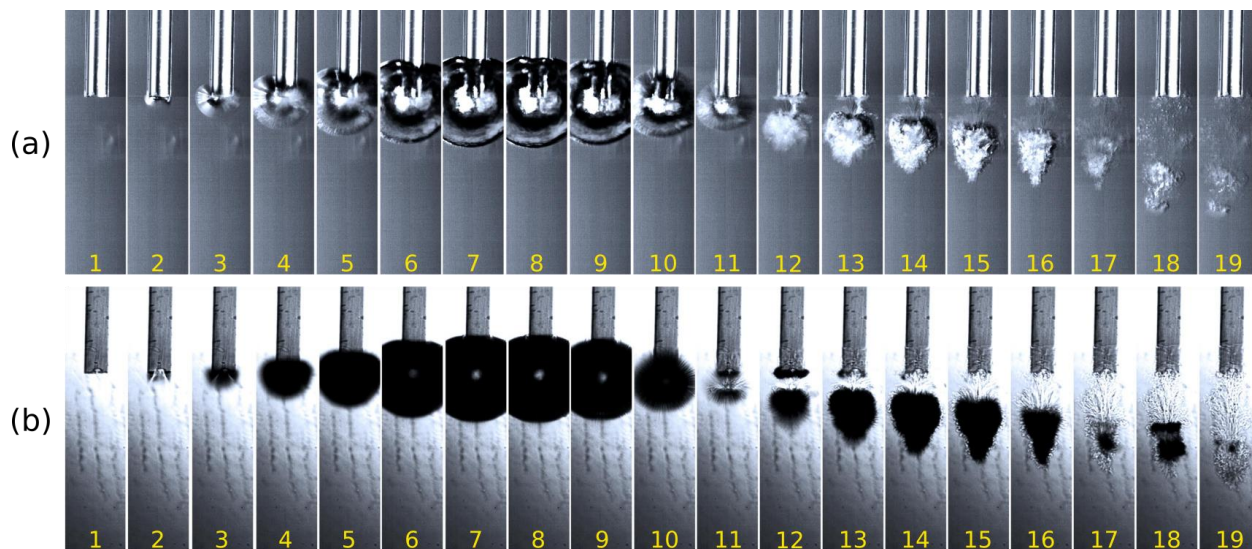


Рисунок 2.27 – Видеоряд результата скоростной съемки эволюции паровой фазы после поглощения жидкостью лазерного излучения длиной волны 1,94 мкм и силой 7 Вт. Межкадровый промежуток времени составляет 50 мкс. а) Нормальное освещение; б) Шлирен съемка

Представлены результаты двух независимых экспериментов, проведенных в одних и тех же условиях, но с использованием разных методов видеосъемки – "на свету" и шпирен-метода. Каждый из них имеет свои преимущества. Первый метод дает четкую структуру паровой фазы, а второй позволяет хорошо проследить нагретую жидкость, что обеспечивается изменением показателя преломления. Также стоит отметить идентичность полученных снимков, что свидетельствует об их хорошей повторяемости.

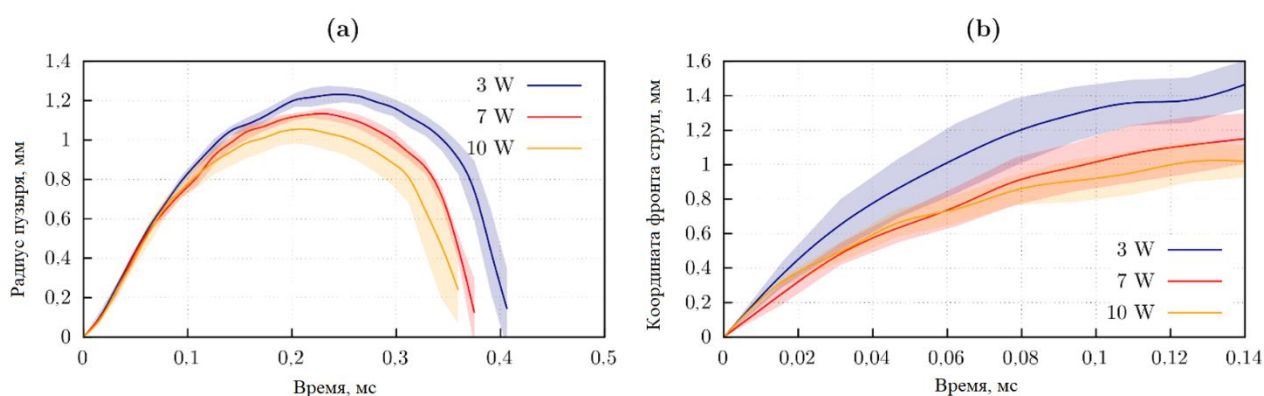


Рисунок 2.28 – Результаты экспериментального наблюдения вскипания жидкости для различных уровней мощности излучения: а) динамика размера пузыря; б) глубина проникновения затопленной струи жидкости после схлопывания пузыря.

Сплошная линия представляет собой осредненные результаты, цветными областями показано область разброса эмпирических сведений. Начальная температура жидкости 25°C

Возникновению пузырька предшествует стадия нагрева жидкости лазерным излучением с образованием области локального перегрева вблизи торца волокна. Как будет показано далее, продолжительность этой стадии (время индукции) много больше характерного времени жизни паровой фазы и напрямую зависит от мощности излучения. Пузырь, образующийся вблизи торца оптоволокна, растет за счет испарения локально перегретой на начальном этапе жидкости (Рисунок 2.27, начиная с кадра 2). Это продолжается до тех пор, пока перегрев жидкости на границе раздела не достигнет нуля. Некоторое время пузырь продолжает расти по

инерции (Рисунок 2.27, до кадра 8). Давление внутри него постепенно падает. И, окруженный холодными слоями жидкости, пузырь рано или поздно разрушается, что иллюстрируется на Рисунке 2.27 (кадры 8–11). Все это сопровождается сложными динамическими процессами с генерацией волн давления и разрежения. На Рисунке 2.28а показаны экспериментальные зависимости радиуса парового пузыря от времени при различных мощностях излучения. При схлопывании пузырек теряет свою сферичность, так как торец оптического волокна выступает в качестве обратной ступеньки для натекающей на него жидкости. При смыкании межфазных поверхностей у торца волокна образуется жидкая перемычка; при дальнейшем движении жидкости образуется кумулятивная струя, направленная от торца волокна в глубину жидкости (Рисунок 2.27, кадры 12–19). Скорость этой струи зависит от скорости и угла натекания жидкости на ось симметрии, где происходит столкновение масс жидкости. Весь этот процесс, очевидно, зависит от предыстории образования пузыря, динамики его роста и схлопывания, а также от геометрии торца волокна. Характерная скорость струи в момент ее появления составляет 15–25 м/с и уменьшается по мере распространения струи вглубь жидкости. Температура этой струи значительно выше температуры окружающей жидкости, так как она состоит из теплых слоев жидкости, окружающих пузырек. Это хорошо видно на Рисунке 2.28b после изменения показателя преломления жидкости. На Рисунке видно, что чем больше размер пузыря при его росте, тем больше скорость струи, образующейся при его схлопывании. В то же время эксперименты и оценочные расчеты (см. ниже) показали, что максимальный размер пузырьков хотя и незначительно, но уменьшается с увеличением мощности излучения (Рисунке 2.28).

Несмотря на то, что интервал времени, в течение которого жидкость нагревается до момента образования зародыша пара, довольно сильно зависит от мощности излучения, эволюция пузырька оказывается практически одинаковой в экспериментах с разной мощностью (что не так заметно при кипении на плоских нагревателях). Это остается верным для характерных времен роста и схлопывания

пузырьков и для дальнейшей картины всего рассматриваемого процесса. Объяснение этого заключается в том, что рост пузырька в опытах с разной мощностью происходит практически в одинаковых температурных условиях. Приведенные ниже расчеты показывают, что распределение температуры вблизи торца волокна в момент зарождения достаточно слабо зависит от скорости нагрева, тогда как распределение температуры существенно неоднородно, а граница объема перегретой жидкости подвижна. Здесь необходимы некоторые пояснения. Во-первых, наиболее вероятно появление зародыша в области, где жидкость максимально перегрета. В проведенных экспериментах размер этой области много меньше размера площади всей перегретой жидкости. Во-вторых, если скорости нагрева не различаются на порядки, нуклеация происходит практически при одной температуре, будь то гомогенная или гетерогенная нуклеация, что связано с экспоненциально сильной зависимостью скорости нуклеации J от перегрева (см. уравнение 2.73). Таким образом, нахождение момента времени, когда происходит нуклеация, является ключевым моментом в рассматриваемой задаче. Именно момент образования зародыша определяет условия (начальное распределение температуры для задачи о росте парового пузыря), при которых зародыш будет расти.

Для определения момента образования паровой фазы и динамики температурного поля при поглощении лазерного излучения жидкостью выполнено численное исследование на основе модели, изложенной в настоящем параграфе. Расчетная область модели представляла собой цилиндр диаметром 20 мм и глубиной 10 мм с оптическим волокном диаметром 0,6 мм в центре. Сделаны следующие допущения для математической модели: жидкость статична и внешние возмущения в поле скоростей отсутствуют; поглощение энергии на границе раздела волокно-жидкость считается незначительным; коэффициент поглощения не зависит от температуры жидкости (реальная зависимость коэффициента поглощения от температуры в нашей ситуации несущественна).

Из (2.75) следует, что при разных скоростях нагрева время индукции, очевидно, будет разным (чем выше скорость нагрева, тем меньше время индукции). Это наглядно иллюстрирует Рисунок 2.29, на котором показаны экспериментальная и теоретическая зависимости времени индукции от мощности излучения. На Рисунке видно хорошее согласие теории и эксперимента. Незначительную разницу можно объяснить тем, что в расчетах использовалась теория гомогенной нуклеации, тогда как в действительности нуклеация, скорее всего, была гетерогенной, что приводит к очень незначительному превышению численных результатов. Заметной зависимости от начальной температуры жидкости, которая в экспериментах и расчетах варьировалась в пределах от 25 до 45° С, не наблюдается.

С увеличением мощности излучения (в исследованном диапазоне значений) увеличивается максимально достижимый перегрев жидкости. Однако он увеличивается незначительно, всего на несколько градусов, а средний перегрев (в области перегрева жидкости) в момент зарождения составляет 70÷80 °С. Это связано с тем, что подынтегральная функция в (2.75) принимает отличное от нуля значение только в последний относительно короткий промежуток времени, когда жидкость достигает определенной температуры и скорость нуклеации становится значительной.

Чтобы понять, как механизм теплопроводности влияет на изучаемый процесс, были проведены численные расчеты с искусственно заниженным (почти до нуля) коэффициентом теплопроводности (пунктирная линия, Рисунок 2.29). Легко увидеть, что эти расчеты как количественно, так и качественно существенно отличаются как от расчетов, в которых учитывается механизм кондуктивного отвода тепла, так и экспериментальных результатов. Такое качественное несоответствие имеет следующий смысл. Объем и энергия перегретой области с учетом теплопроводности уменьшаются с увеличением мощности излучения. Если же не учитывать теплопроводность, то они увеличиваются.

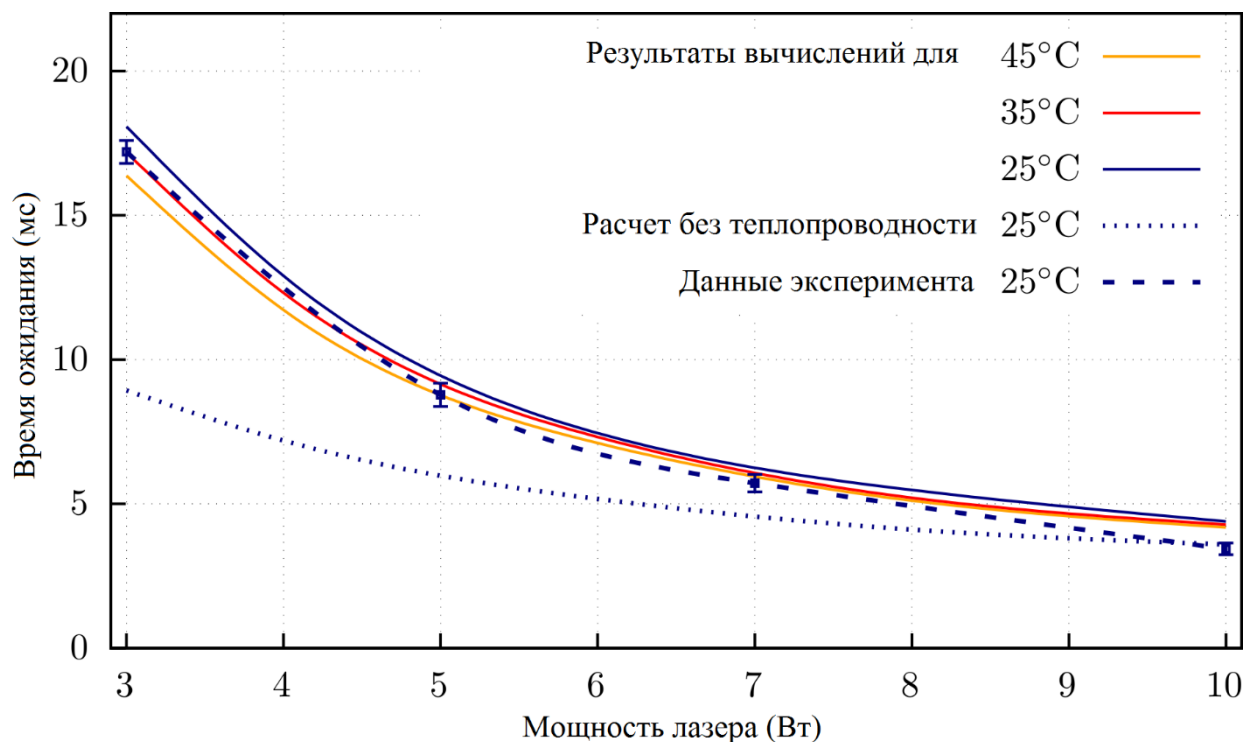


Рисунок 2.29 – Сопоставление результатов расчета с экспериментально определенными значениями времени ожидания появления паровой фазы

При этом разница между расчетами с учетом и без учета кондуктивного теплообмена тем больше, чем меньше мощность излучения. Это означает, что с уменьшением мощности излучения эффект теплообмена становится более значительным за счет кондуктивного теплообмена. Такой вывод вполне очевиден, так как с уменьшением мощности излучения время индукции увеличивается. Следовательно, увеличивается и объем области нагретой жидкости за счет кондуктивного теплообмена. При этом очевидно, что размер области перегретой жидкости, как и энергия перегрева, пропорциональна размеру области нагретой жидкости.

Следует отметить, что стохастический характер кипения проявляется в этой задаче особенно ярко из-за значительного влияния ряда других факторов, сопровождающих рассматриваемый процесс. К таким факторам относятся микроконвекция в окрестности торца волокна, наличие газовых включений в жидкости, пульсации давления и др. В изложенной математической постановке удалось создать модель, позволяющую объяснить результаты экспериментального

исследования по зарождению и развитию паровых структур в результате поглощения лазерного излучения объемом недогретой жидкости. Исследовано влияние мощности излучения и начальной температуры жидкости на рассматриваемый процесс, и показано, что особенности кинетики нуклеации играют определяющую роль, что практически нивелирует эффект мощности излучения на размер образующегося пузыря, и, как следствие, скорости струи и глубины ее проникновения в неподвижные объемы жидкости.

2.7 Модель интенсивного охлаждения металлической поверхности в условиях циклической пульсации давления в жидкости

Исследованию неравновесного теплового и гидродинамического взаимодействия разогреваемых или разогретых до высокой температуры поверхностей с охлаждающими их жидкостями при фазовых превращениях уделяется большое внимание в силу в современных исследованиях и разработках инженерных технологий. В наибольшей степени это объясняется возникающей необходимостью обеспечения устойчивой и безопасной работы теплообменных устройств различного назначения в энергетической, криогенной и микроэлектронной технике, характеризующейся высокими удельными тепловыми нагрузками. Особую опасность в них представляет возникновение кризисов теплоотдачи, вызываемых быстрым нарастанием температуры теплоотдающих поверхностей при воздействии ряда внешних условий. С учетом многообразия гидродинамических, тепловых, геометрических и теплофизических параметров, а также начальных и граничных условий, актуальность использования экспериментальных методов исследования внутренних механизмов переноса теплоты между перегретой твердой поверхностью и недогретой жидкостью в нестационарных условиях не вызывает сомнений. Большое количество исследований экспериментального характера проведено с использованием гладких тонкопроволочных и пленочных нагревателей. В работах [77, 216] осуществлялся

нестационарный нагрев платиновой проволоки, охлаждаемой в воде. Металлическая часть имела следующие размеры: проволока диаметром 10 мкм, длиной 1 мм и микронагреватель размером 110 на 100 микрон. Тонкий проволочный нагреватель использовался также авторами [59, 151] при исследовании нестационарного кризиса теплоотдачи в криогенных жидкостях и в воде. Отличительной чертой исследования [159] стало применение чередующихся импульсов тепловыделения различной продолжительности. Авторами была определена зависимость плотности центров нуклеации от периода между соседними импульсами. Было показано влияние присутствия начального тепловыделения и величины интервала между импульсами на уровень критического теплового потока. Возрастание критического теплового потока при тепловыделении в форме чередующихся импульсов отмечено в работе [158] при изучении кипения в стекающих пленках жидкости. В развитие изучения нестационарного кризиса теплоотдачи в стекающих пленках недогретой жидкости в работах [157, 188] проводились исследования с применением термографии и скоростной видеосъемки динамики разрушения водяной пленки при импульсном возрастании тепловыделения в стенке. В исследованиях [1, 28] авторы применили импульсный лучевой подвод тепла к стенкам – мишеням, охлаждаемым в первом случае в кювете с водой, а во втором – вынужденным потоком холодной воды. Результаты экспериментов с более крупными нагревателями представлены в [160, 22]. В работе [160] импульсному нагреву подвергались трубки из нержавеющей стали диаметрами 3 мм, 12 мм и длинами 50 мм, 120 мм, помещенными в объем фреона и проточный канал с потоками этанола и воды. Динамика зарождения и дальнейшей эволюции паровой фазы во всех случаях исследовалась с применением скоростных видеокамер. Опыты [22] по набросам мощности в кольцевом канале общей высотой 1580 мм и длиной 300 мм тепловыделяющей части центрального стержня выявили зарождение высокоамплитудных пульсаций давления в сильно недогретой воде на стадии захолаживания горячей стенки после прекращения действия теплового импульса. Более полный перечень работ этого направления

представлен в [160]. Динамика тепловых и гидродинамических процессов при взаимодействии предварительно разогретого полусферического металлического образца диаметром несколько миллиметров с недогретой водой представлена в [5]. Обнаружено, что сход паровой пленки с поверхности разогретой выше температуры смачивания может сопровождаться значительным импульсом давления. Отмечается возникновение смены режимов кипения в результате образования стоячих волн на межфазной поверхности. Авторы работы [3] представили результаты исследования пленочного кипения на тонких проволочках, в котором обратили внимание на переходную область автоколебательной смены режимов теплоотдачи. Режим высокоинтенсивного теплосъема с поверхности тонкопроволочного нагревателя без видимого образования паровой фазы описан в работе [44], где нагрев осуществлялся подачей импульсной мощности с периодом около 100 мкс и скважностью около 0.1. В работе [3] выявлены особенности генерации автоколебаний при кипении недогретых жидкостей в трубах. Авторы выделяют два типа акустических автоколебаний, разделяя их по типу на гидродинамический – с образованием пузырьков пара в фазе разрежения, и термоакустический, в случае которого процесс сжатия жидкости усиливается за счет конденсации паровых пузырьков. Отмечается малая изученность автоколебательных процессов, протекающих при кипении жидкости в узких кольцевых каналах в условиях наступления кризиса теплоотдачи. В работе [184] авторы указывают на совпадение частот пульсаций центров парообразования с частотой пульсаций парожидкостной среды, как необходимое условие для возникновения резонансных термоакустических автоколебаний, создающих стоячие волны большой амплитуды. Большое внимание автоколебательным процессам в двухфазных потоках уделено в обзоре [174].

Для экспериментального изучения таких режимов была проведена экспериментальная работа [129]. Описание установки аналогично приведенному в приложении 2. Тепловыделение на металлическом нагревателе осуществлялось пропусканием через трубку управляемого трехфазного выпрямленного

электрического тока длительностью импульсов от 60 до 300 мс с темпом разогрева стенки $600 \div 2000$ К/с. Начальное давление в канале p_0 составляло $0,3 \div 1,0$ МПа. Величина недогрева жидкости до температуры насыщения варьировалась в экспериментах от 10 К до 135 К. Начальная скорость этанола изменялась в диапазоне от 0 до 1,1 м/с.

Межфазные превращения, протекающие в условиях захолаживания перегретой выше температуры насыщения поверхности, зачастую сопровождаются возникновением импульсов давления различной интенсивности. Их амплитуда, частота и продолжительность зависят от многих факторов, основными из которых являются геометрические размеры охлаждаемой поверхности, занимаемый охладителем объем и температуры поверхности и охладителя. Так, при перегреве поверхности нагревателя выше температуры смачиваемости, на ней образуется паровая оболочка, препятствующая быстрому охлаждению металла. Возникновение в этом случае существенных импульсов давления объясняется тем, что в достаточно краткие промежутки времени паровая оболочка расширяется за счет испарения перегретой жидкости, а затем сжимается в процессе конденсации. Обычно этот угасающий пульсационный процесс протекает в кратком промежутке времени ($100 \div 300$ мс), затем паровая оболочка переходит в режим пленочного кипения, или, при достижении условий смачивания, в режим пузырькового кипения на остывающей поверхности.

В работе [129] обращено внимание на режим захолаживания, характеризующийся узким диапазоном максимальной температуры нагревателя выше точки смачивания в пределах пленочного типа кипения. Для достижения необходимой температуры перегрева нагревателя выше температуры насыщения (~ 110 К) к нему подводился управляемый трехфазный выпрямленный ток заданной длительности. Возникновение автоколебательного режима пульсаций происходило в следующих режимных условиях: начальное давление $p_0 = 0,3$ МПа; скорость потока этанола $w = 0 \div 1$ м/с. Варьирование начальной температуры жидкости показало, что реализация этого режима протекает в узком диапазоне значений ΔT_{sub}

= 84÷85 К. Схожие по масштабу ограничения на условия реализации автоколебательного режима были отмечены в работе [4]. При этом температура нагревателя в ходе процесса захлаживания может изменяться в широких пределах.

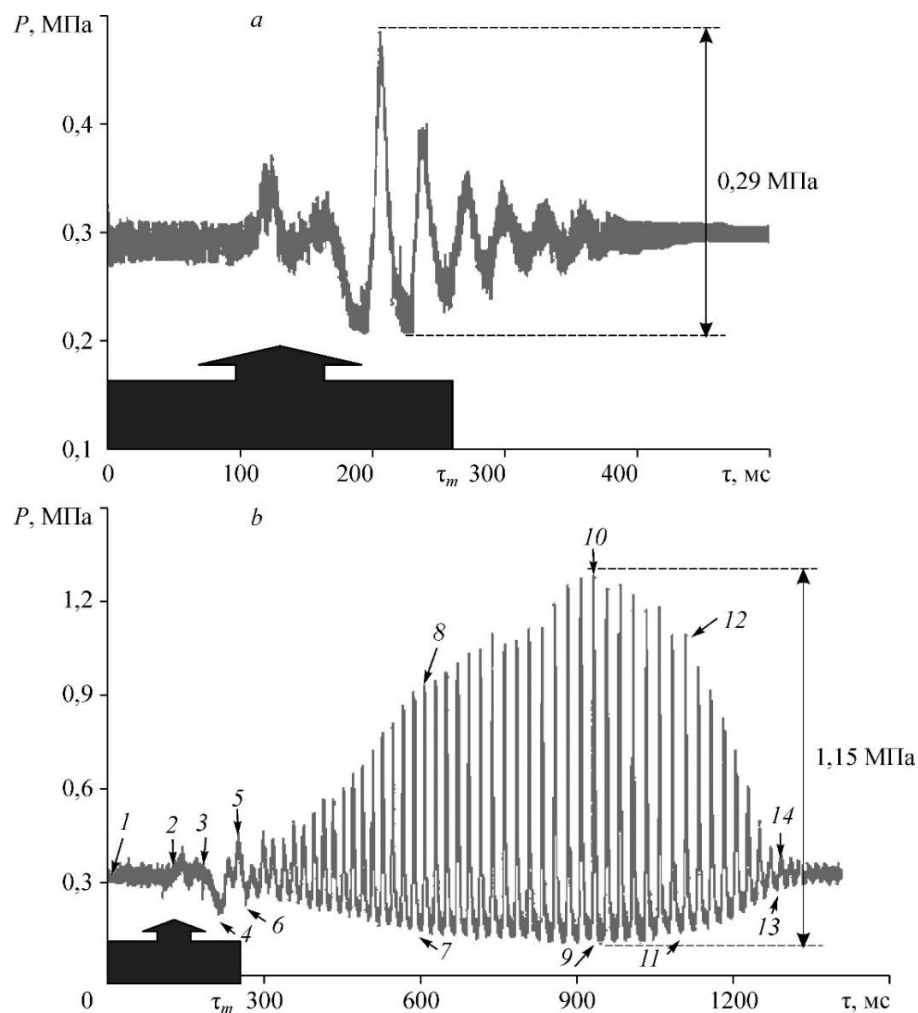


Рисунок 2.30 – Динамика давления в этаноле в условиях импульсного тепловыделения с различной продолжительностью импульса. Условия эксперимента:

$$\Delta T_{\text{sub}} = 86 \text{ K}; dT_w/d\tau = 830 \text{ K/c}; p_0 = 0,3 \text{ МПа}; w_0 = 0,4 \text{ м/с}.$$

а) $\tau_m = 280 \text{ мс}$; б) $\tau_m = 260 \text{ мс}$

На Рисунке 2.30 представлена динамика давления в процессах импульсного тепловыделения продолжительностью $\tau_m = 280 \text{ мс}$ (2.30 а) и $\tau_m = 260 \text{ мс}$ (2.30 б) и последующего захлаживания нагревателя, окруженного потоком недогретого до температуры насыщения этанола. В условиях более высокого перегрева нагревателя выше температуры смачивания ($T_{\text{max}} = 250 \text{ }^\circ\text{C}$, Рисунок 2.30а) после первичных импульсов, вызванных взрывным вскипанием этанола, на стенке

образуется паровая пленка. Частота пульсаций давлений (Рисунок 2.30 а) составляет около 35 Гц, и определяется исходными температурами жидкости и нагревателя ΔT_{sub} и T_{max} . После нескольких колебаний пленка приходит в устойчивое состояние, и дальнейшее охлаждение стенки с последующим ее смачиванием протекает в беспульсационном режиме.

В случае более короткого тепловыделения, и, соответственно, меньшего конечного перегрева стенки ($T_{\text{max}}=235$ °С), пленочное охлаждение становится сильно неустойчивым. При этом возникают автоколебательные пульсации давления частотой $47\div 53$ Гц с нарастающей амплитудой (Рисунок 2.30 б). Размах давления в импульсе достигает 1,15 МПа, создавая четырехкратное превышение максимального давления над начальным давлением в жидкости. Длительность нарастания амплитуды составила 600 мс, затем в течение 400 мс наблюдается угасание пульсаций. Данные скоростной видеосъемки, представленные на Рисунке 2.31 (кадры 5–12), обнаруживают циклические изменения паровой оболочки в форме «развитие-подавление» парообразования на стенке во время автоколебательных пульсаций давления. Анализ видеокадров также показал наличие стоячих волн давления, распространяющихся со скоростью 9 м/с в канале длиной 35 см, что соответствует частоте около 51 Гц. Можно предположить, что механизм возникновения автоколебательного процесса состоит в совпадении частоты межфазных переходов вблизи перегретой поверхности с частотой распространения стоячей волны давления в парожидкостной смеси. Возникающее при этом усиление амплитуды давления благодаря существенному уменьшению толщины паровой пленки создает условия для роста промежутков времени интенсивного теплосъема с остывающего нагревателя. В результате циклической подкачки колебательного процесса, которая осуществляется за счет убыли тепловой энергии нагревателя, амплитуда пульсаций давления возрастает до некоторого предела. По мере нестационарного захлаживания стенки интенсивность циклических взрывных вскипаний снижается, и амплитуда колебаний начинает уменьшаться до их исчезновения в режиме полного

смачивания теплоотдающей стенки. При отсутствии реализации механизма автоколебаний кипение протекает в пленочном режиме.

На видеокадре 10 Рисунка 2.31 в нижней и средней частях нагревателя заметны области «псевдосмачивания» с явной интенсивной локальной генерацией пара, похожей на взрывное вскипание жидкости на перегретой поверхности. Видимая с правой стороны светлая полоса отраженного освещения от межфазной границы «пар-жидкость» свидетельствует о наличии паровой оболочки вокруг нагревателя. В условиях достижения эффекта Лейденфроста говорить о действительном соприкосновении массы жидкости к металлу не приходится, однако в работе [2] авторы указывают на возможность реализации нестационарной смачиваемости в условиях касания горячей поверхности гребнями стоячих волн на межфазной границе. На видеокадрах 13–14 можно видеть исчезновение паровой оболочки. Дальнейшее понижение температуры нагревателя сопровождается устойчивым смачиванием стенки и угасанием пульсаций давления, Рисунок 2.30 б. На Рисунке 2.32 и 2.33 представлены графики частот этих пульсаций, полученные с помощью преобразования Гильберта-Хуанга из соответствующих им характеристических функций для начальной стадии приведенного на Рисунке 2.30б автоколебательного процесса в промежутках времени между 360 мс и 450 мс и развитой стадии колебаний в промежутке между 800 и 920 мс. Применительно к начальной стадии выделены основные несущие частоты: приблизительно 51 Гц – частота процесса, связанного с общим расширением и сжатием паровой оболочки вокруг нагревателя в результате интегральных фазовых переходов, и 800 Гц – частота пульсаций, возникающих в результате локальных межфазных переходов в ходе уменьшения или увеличения давления в канале. Примеры механизмов реализаций подобных автоколебаний рассмотрены в работе [3]. Сравнение амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) исследуемых пульсаций с АЧХ представленными в указанной работе позволяет предположить возможность реализации как термоакустического, так и гидродинамического механизмов возбуждения автоколебаний.

С усилением амплитуды пульсационного процесса в спектре появляется высокочастотная составляющая (около 2000 Гц) колебаний давления (Рисунок 2.33). При этом проявление этой составляющей совпадает с моментами достижения максимумов давления. В эти моменты толщина пристенной паровой пленки из-за физической сжимаемости пара и частичной его конденсации уменьшается настолько, что проявляется особый вид динамического взаимодействия в форме «псевдосмачивания» на отдельных участках окружающей жидкости с горячей стенкой. При таком взаимодействии происходит взрывное испарение, в первую очередь с гребней волновой поверхности, характеризующееся интенсивным теплосъемом от высокотемпературной стенки и создающее динамическое воздействие с образованием мелко структурной ряби на межфазной границе. Наблюдается уменьшение значений среднечастотной и низкочастотных составляющих спектра пульсационного процесса до 700 Гц и 47 Гц, соответственно, из-за вовлечения больших объемов паровой массы в колебательные процессы.

Для подробного рассмотрения протекающих процессов были сопоставлены видеокadres и динамика давления в масштабах одного высокоамплитудного импульса давления (Рисунок 2.33). Первичные импульсы давления генерируются в результате взрывного вскипания перегретых слоев жидкости (кадры 1–7), окружающих тонкую паровую пленку на поверхности нагревателя. С ростом давления уменьшается объем парового слоя вокруг нагревателя и увеличивается площадь контакта межфазной поверхности (кадры 1–5). В местах контакта происходит интенсивное парообразование, оттесняющее окружающую жидкость от высокотемпературной стенки. Количество образующегося при этом пара ограничено длительностью локального контакта жидкости со стенкой. Расширение парового слоя после прекращения интенсивной генерации дополнительного количества пара сопровождается падением давления. Кривая снижения давления оказывается более затянутой по времени из-за дополнительной генерации пара за счет самоиспарения становящейся перегретой доли жидкости (кадры 10–15). С

падением давления межфазная поверхность становится более рельефной, паровой объем увеличивается, а площадь области «псевдосмачивания» уменьшается.

На Рисунке 2.31 приведены полученные экспериментальные данные по динамике температуры нагревателя (Рисунок 2.31а) и рассчитанные коэффициенты теплоотдачи (Рисунок 2.31б) устойчивого пузырькового (кривая 3), пленочного (кривая 1) и рассматриваемого в данной работе автоколебательного (кривая 2) режимов кипения на поверхности охлаждаемого нагревателя. Возникающая в последних двух случаях пленка пара приводит к существенному снижению теплосъема в начале захлаживания, но для кривой 2 резкое снижение температуры поверхности начинается уже на 700 мс, совпадая по времени с образованием зон «псевдосмачивания». При этом температура нагревателя в момент начала интенсивного захлаживания превышает на 10 К аналогичную температуру в условиях чистого пленочного кипения.

Оценка динамики коэффициента теплоотдачи (кривая 1 и 2 Рисунка 2.30) выявляет существенное различие в процессах захлаживания: рассчитанные значения коэффициента теплоотдачи для автоколебательного режима (кривая 2 на Рисунке 2.30 б) стремятся к максимуму $\alpha = 8 \text{ кВт}/(\text{м}^2\text{К})$, соответствующему уровню интенсивности теплосъема в пузырьковом режиме (кривая 3 Рисунке 2.30 б). Эти данные удовлетворительно согласуются с результатами расчетов по формуле Лабунцова для пузырькового кипения, $\alpha = 6,3 \text{ кВт}/(\text{м}^2\text{К})$ [9]. Описанный механизм интенсивного теплообмена согласуется с циклом работ [34], где также указывается на существование особого механизма интенсивного охлаждения высокотемпературной поверхности в недогретой воде, отличного от известных видов кипения (пузырькового, переходного и пленочного). Отмечается роль неустойчивости паровой пленки и установленная опытным путем в [45] возможность прямых контактов элементов шероховатостей стенки и жидкости (воды) при температурах подложки выше 300°C .

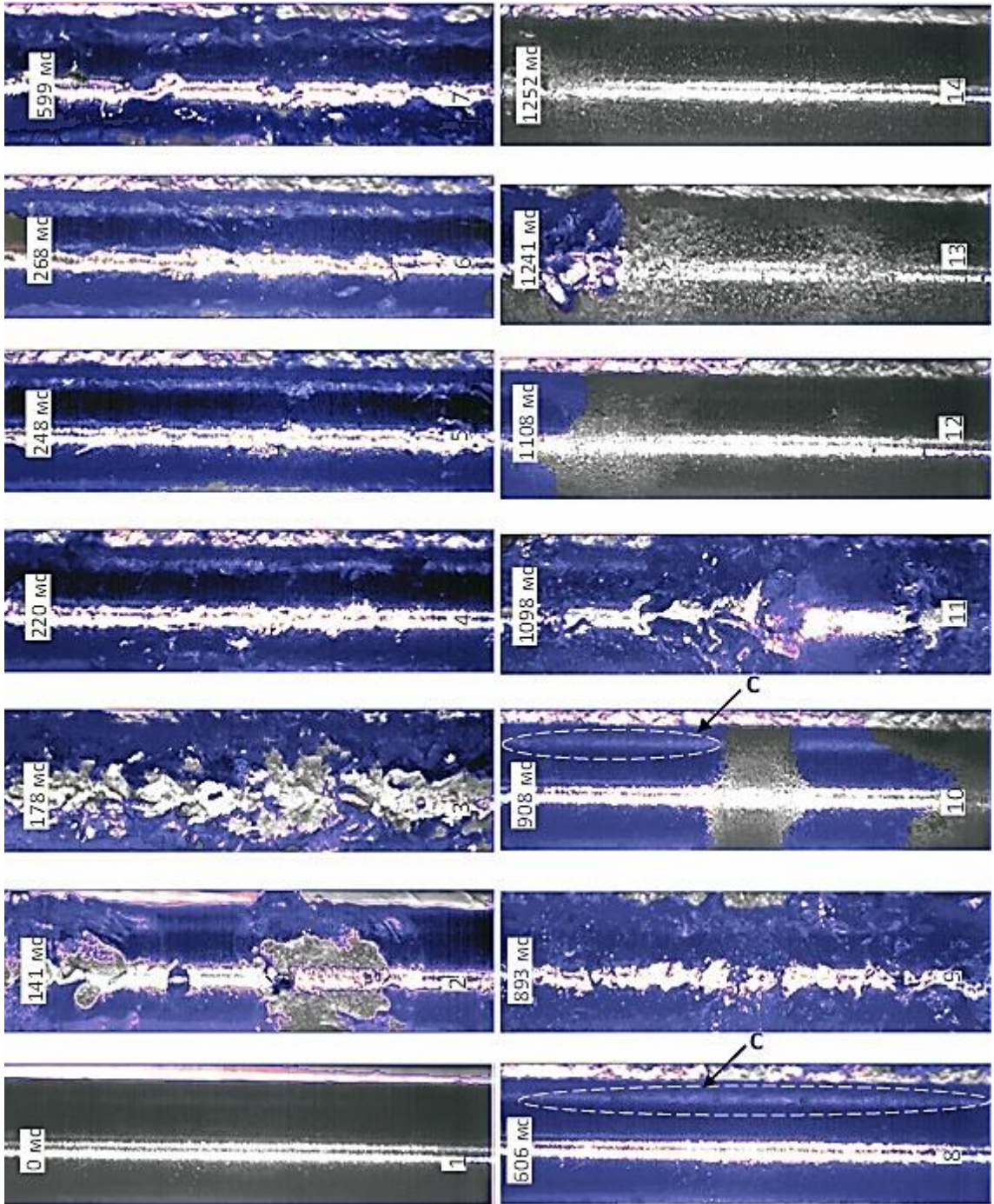


Рисунок 2.31 – Видеограмма вскипания недогретого этанола на трубчатой поверхности в условиях вынужденного движения. Условия экспериментов:

$p_0=0,3$ МПа; $\Delta T_{\text{нед}}=86$ К; $w_0=0.4$ м/с; $dT_w/dt= 830$ К/с; длительность импульса тепловыделения $\tau_m= 260$ мс. Времена на видеокадрах указаны от момента начала тепловыделения. С – отраженный свет. Паровая пленка на поверхности нагревателя выделена цветом.

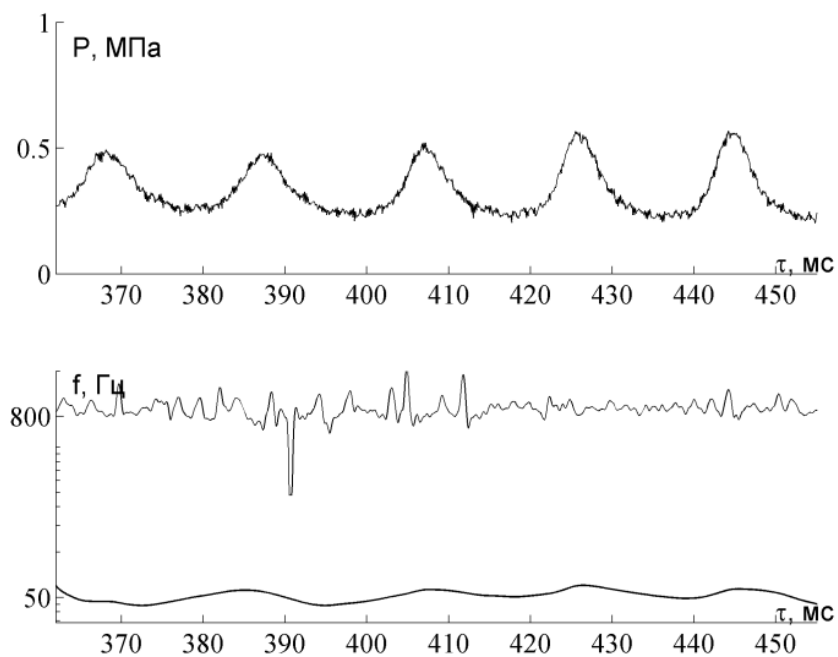


Рисунок 2.32 – Зависимость давления и частот ХФ от времени для сигнала от датчика давления, разложенного преобразованием Гильберта-Хуанга, в начальной стадии развития автоколебательных пульсаций

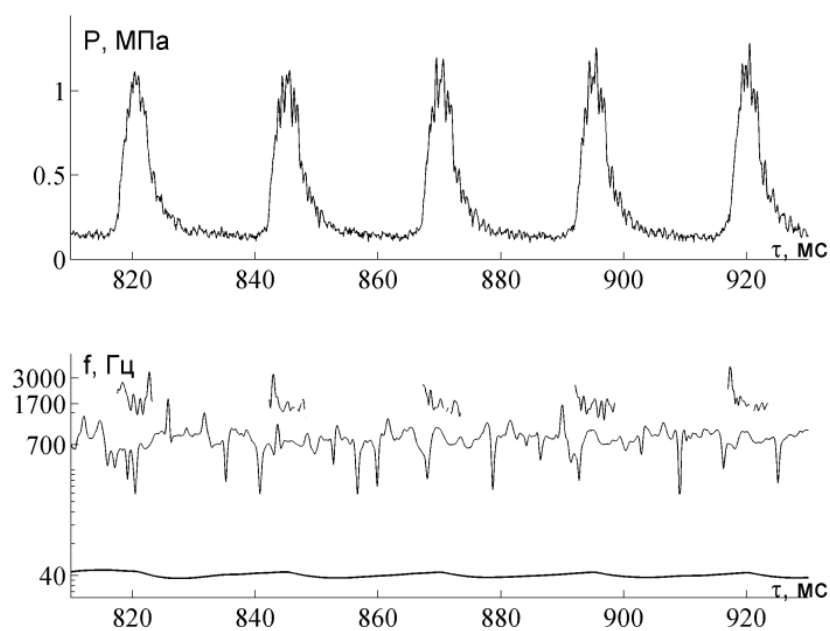


Рисунок 2.33 – Зависимость давления и частот ХФ от времени для сигнала от датчика давления, разложенного преобразованием Гильберта-Хуанга, на стадии образования областей «псевдосмачивания»

Существенным отличием от работ группы МЭИ является как уровень температурного напора между металлической поверхностью и жидкостью, так и тип жидкости. В рассматриваемом режиме автоколебательных пульсаций все эффекты реализуются в этаноле, в то время как результаты их исследований показали, что режимы интенсивного охлаждения металлической сферой реализуются лишь при погружении последней в недогретую воду при более высоком температурном напоре. Выдвинутое ими теоретическое обоснование гипотезы о контакте жидкости с шероховатостями (выступами) металлической поверхности приведено в [207].

В представляемом исследовании рассматривается другая идея – контакта уносимых с колеблющейся межфазной поверхности капель с перегретым выше температуры насыщения металлом. Обоснованием этой идеи являются экспериментальные наблюдения, т.к. область локализации участков межфазной поверхности колеблющихся с высокой частотой соотносится с местом возникновения пучности стоячих автоколебательных волн давления. Неустойчивость границы раздела пар-жидкость может быть ключевым фактором, обеспечивающим циклическую подпитку массы пара. Межфазная поверхность в реальности не плоская, а покрыта волнами. В фазе сжатия (когда толщина паровой оболочки минимальная) гребни волн могут соприкоснуться с горячей стенкой. Кроме того, с гребней волн могут срывать капли, летящие на стенку (например, вследствие развития неустойчивости Рэлея-Тэйлора при большой величине ускорения межфазной поверхности). Таким образом, даже кратковременный локальный контакт холодной жидкости с горячей стенкой вполне способен обеспечить автоколебательный режим пульсаций паровой оболочки. Подкачка энергии колебаний осуществляется, очевидно, за счет тепловой энергии стенки нагревателя, поэтому по мере охлаждения стенки интенсивность циклического парообразования снижается, и амплитуда пульсаций постепенно уменьшается до их полного исчезновения.

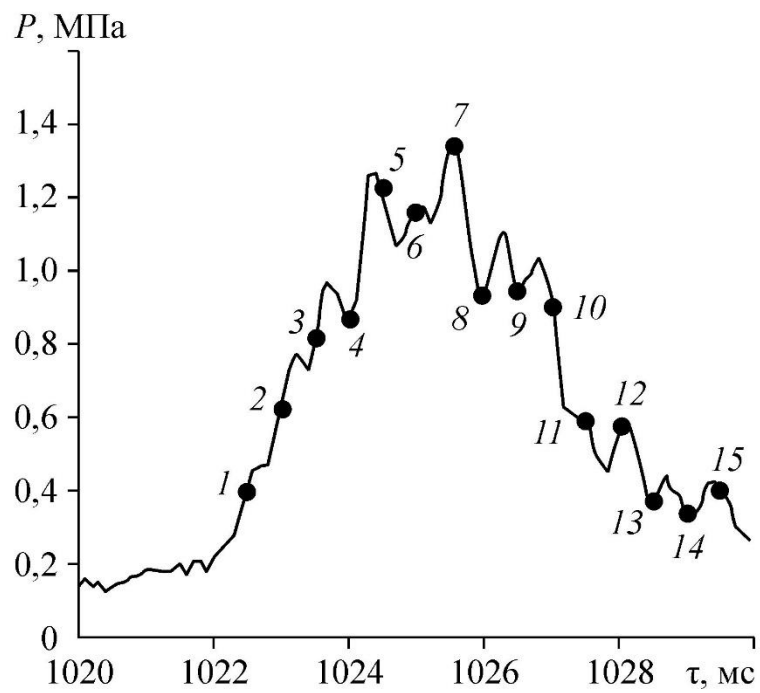
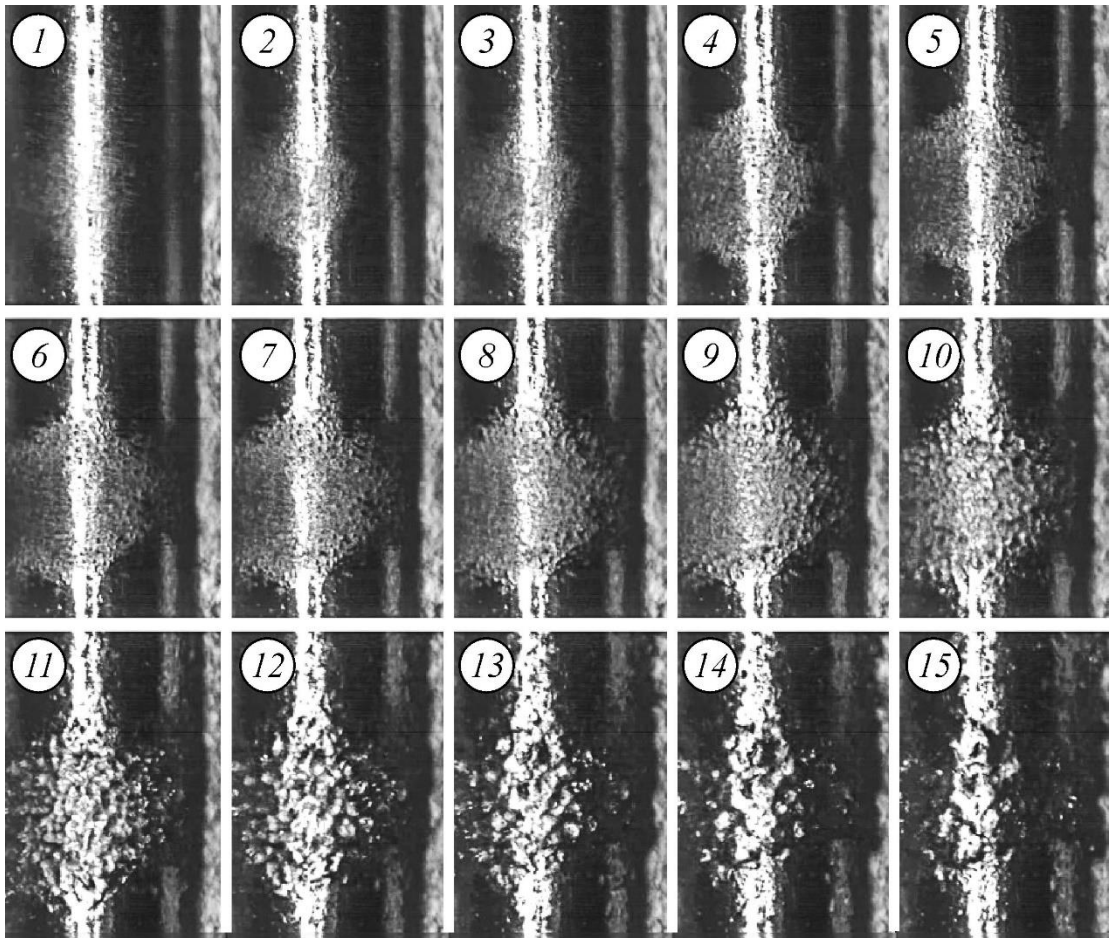


Рисунок 2.34 – Видеограмма и динамика давления в масштабе одного импульса автоколебательного процесса

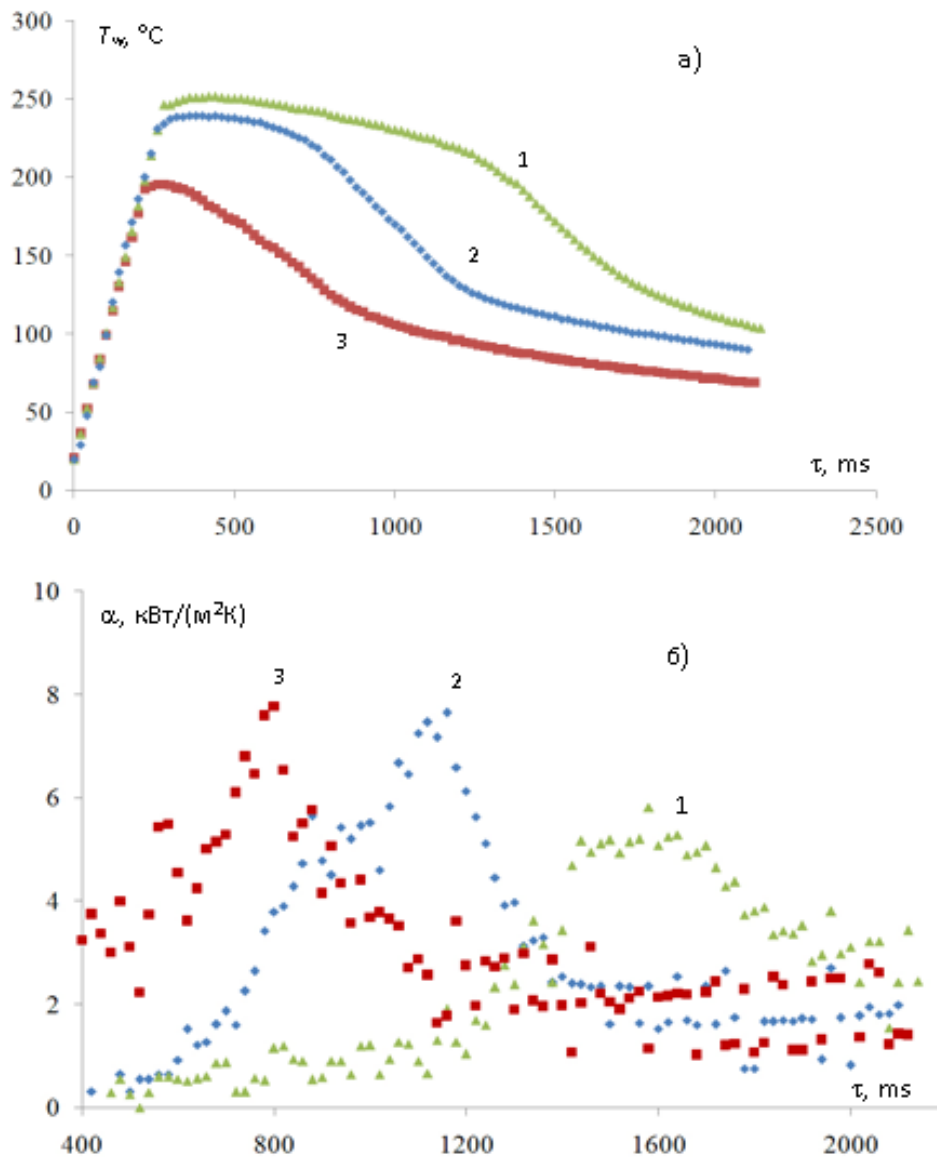


Рисунок 2.35 – Динамика температуры нагревателя (а) и коэффициента теплоотдачи (б) при набросе тепловой мощности в условиях вынужденного движения. Условия экспериментов: $\Delta T_{\text{sub}} = 86$ К; $dT_w/d\tau = 830$ К/с; $p_0 = 0,3$ МПа; $w_0 = 0,4$ м/с; длительность импульса тепловыделения: 1) $\tau_m = 280$ мс; 2) $\tau_m = 260$ мс; 3) $\tau_m = 200$ мс

Математическая модель теплообмена в канале в присутствии автоколебаний давления. Для выяснения механизма развития автоколебаний при вскипании недогретой жидкости в проточном канале была разработана упрощенная математическая модель, основанная на следующих предположениях:

1) Канал с тепловыделяющим трубчатый нагревателем считаем колебательной системой с сосредоточенными параметрами. Развитие

автоколебаний определяется только геометрическими параметрами канала, физическими свойствами жидкости и условиями тепловыделения.

2) Жидкость считаем несжимаемой, свойства жидкости постоянными. Пар считаем насыщенным; зависимость давления пара p_v от его температуры T_v описывается уравнением Клапейрона–Клаузиуса. Пар считаем также идеальным газом.

3) Сечение канала имеет форму кольца. Величина зазора между внутренней и внешней стенкой Δ_{ch} рассчитывалась по площади проходного сечения реального канала.

4) При вскипании жидкости на всём нагревателе длиной $b = 150$ мм мгновенно появляется однородный паровой слой, толщина которого $h(t)$ зависит только от времени.

5) На всём тепловыделяющем участке канала давление считаем однородным и равным давлению пара $p_v(t)$.

6) Снизу и сверху от нагревателя расположены пробки жидкости одинаковой длины $l = 150$ мм. Давление на входе в канал p_1 и давление на выходе из канала p_2 считаем постоянными. Значения p_1 и p_2 отличаются от начального давления в канале p_s только за счет гидравлического сопротивления подводящих патрубков ζ .

В начальной стадии процесса, когда паровой фазы еще нет, происходит тепловыделение в стенке трубчатого нагревателя и нагрев прилегающего слоя жидкости. На этой стадии можно считать, что температура стенки T_w растет по закону $T_w(t) = T_1 + B_w t$, где B_w – заданный темп нагрева стенки, T_1 – температура недогретой жидкости в канале. Поскольку толщина нагретого слоя жидкости мала (порядка 0,1 мм), стенку нагревателя можно считать плоской, при этом распределение температуры жидкости $T(y,t)$ вблизи стенки описывается уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_1 \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad (2.76)$$

с граничными условиями $T|_{y=0} = T_w(t)$, $T|_{y \rightarrow \infty} = T_1$ и начальным условием $T(y,0) = T_1$, где y – расстояние от стенки. Когда перегрев стенки относительно температуры насыщения достигает некоторого заданного значения ΔT_{cr} , происходит вскипание этанола. В рамках данной упрощенной модели процессы роста первичных пузырей и распространений фронта испарений не рассматриваются, а принимается, что тонкий паровой слой мгновенно образуется на всём нагревателе там, где температура жидкости равна температуре насыщения T_s (давление пара при этом равно давлению в системе p_s). Паровой слой имеет две межфазные поверхности: внешняя поверхность контактирует с потоком недогретого этанола, а внутренняя поверхность контактирует с микрослоем перегретой жидкости на стенке трубчатого нагревателя. На внутренней поверхности парового слоя происходит испарение жидкости в микрослой толщиной $\delta(t)$, а на внешней поверхности слоя – конденсация пара из-за контакта с потоком недогретой жидкости. Начиная с момента появления парового слоя, его толщина h , а также температура пара T_v зависят только от времени.

После окончания импульса тепловыделения стенка нагревателя охлаждается из-за контакта с микрослоем перегретой жидкости. Если считать профиль температуры в испаряющемся микрослое линейной функцией координаты y , то изменение температуры стенки описывается уравнением

$$\frac{dT_w}{dt} = \frac{\rho_1 c_1 a_1}{\rho_w c_w \Delta_w} \frac{(T_v - T_w)}{\delta}, \quad (2.77)$$

а изменение толщины микрослоя описывается уравнением

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{c_1 a_1}{L} \frac{(T_v - T_w)}{\delta}. \quad (2.78)$$

Начиная с момента образования, ПС оказывает динамическое воздействие на движение жидкости в канале. Изменение давления пара $p_v(t)$ приводит к изменению скоростей жидких пробок u_1 и u_2 , в соответствии с уравнениями движения

$$\rho_1 l \frac{du_1}{dt} = p_1 - p_v - \zeta \frac{\rho_1 u_1 |u_1|}{2}, \quad (2.79)$$

$$\rho_1 l \frac{du_2}{dt} = p_v - p_2 - \zeta \frac{\rho_1 u_2 |u_2|}{2}. \quad (2.80)$$

В свою очередь, значения скорости u_1 и u_2 связаны с изменением толщины парового слоя уравнением

$$\frac{dh}{dt} = \frac{\Delta_{ch}}{b} (u_2 - u_1), \quad (2.81)$$

которое представляет собой условие несжимаемости жидкости в канале.

Давление пара, которое изменяется как вследствие фазового превращения, так и вследствие изменения объема пара $V = \pi \cdot d \cdot b \cdot h(t)$, можно определить из уравнения баланса массы пара

$$\frac{d(\rho_v V)}{dt} = \frac{V}{h} (q_2 + q_1). \quad (2.82)$$

Здесь $q_2 = \frac{\lambda_1}{L} \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0}$ и $q_1 = \frac{\lambda_1 (T_w - T_v)}{L \delta}$ — плотности потока массы,

соответственно, на внешней и на внутренней поверхностях слоя ($q_1 > 0$, $q_2 < 0$), L — теплота испарения, z — расстояние от внешней поверхности слоя вглубь потока жидкости. Уравнение баланса массы пара преобразуем в виде

$$\frac{d\rho_v}{\rho_v dt} + \frac{dh}{h dt} = \frac{\rho_1 c_1 a_1}{\rho_v h L} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} + \frac{T_w - T_v}{\delta} \right). \quad (2.83)$$

Запишем для пара уравнение Клапейрона-Клаузиуса

$$\frac{dT_v}{dp_v} = \frac{T_v}{\rho_v L}, \quad (2.84)$$

и уравнение состояния идеального газа

$$p_v = R_v \rho_v T_v. \quad (2.85)$$

Здесь R_v — газовая постоянная. Из (2.84) и (2.85) получаем зависимость давления насыщенного пара от температуры:

$$p_v = p_s \exp \left(\frac{L}{R_v T_s} - \frac{L}{R_v T_v} \right). \quad (2.86)$$

Используя вышеприведенные выводы, преобразуем уравнение (2.83) в виде

$$\frac{dT_v}{T_v dt} = \frac{\kappa}{h} \left(\frac{\Delta_{ch}}{b} (u_1 - u_2) + \frac{\rho_1 c_1 a_1}{\rho_v L} J \right). \quad (2.87)$$

Здесь $\kappa = (L/R_g T_v - 1)^{-1}$. Переменная $J = \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} + \frac{T_w - T_v}{\delta}$ характеризует результирующий поток массы в паровом слое (первое слагаемое учитывает конденсацию, второе – испарение микрослоя). Уравнение (2.87) связывает изменение температуры пара с движением жидких пробок и с интенсивностью испарения и конденсации. Градиент температуры $\partial T/\partial z$ на внешней поверхности слоя вычисляется из решения следующей классической задачи теплоотдачи к потоку движущейся жидкости.

Пусть жидкость с температурой T_1 движется со скоростью u вдоль плоской поверхности, температура которой равна T_v . Температурное поле в жидкости $T(x, z)$ описывается уравнением

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = a_1 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (2.88)$$

с граничными условиями $T(0, z) = T_1$, $T|_{z=0} = T_v$, $T|_{z \rightarrow \infty} = T_1$. Эта задача имеет решение в виде

$$T = T_v + \sqrt{\frac{2}{\pi}} (T_1 - T_v) \int_0^{\frac{z\sqrt{u}}{\sqrt{2a_1 x}}} \exp(-\eta^2/2) d\eta. \quad (2.89)$$

Отсюда находим локальный градиент температуры $\partial T/\partial z$ на поверхности $z = 0$, а также средний по длине нагревателя градиент температуры

$$\left\langle \frac{\partial T}{\partial z} \right\rangle = \frac{1}{b} \int_0^b \frac{\partial T}{\partial z} dx = \frac{2(T_1 - T_v)}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{u}{a_1 b}}. \quad (2.90)$$

Поскольку скорости жидких пробок u_1 и u_2 различны, в (2.90) используется средняя скорость $\langle u \rangle$. Таким образом, система ОДУ (2.81)–(2.83), (2.90) вместе с замыкающими соотношениями и с уравнением в частных производных (2.88) позволяет провести численное моделирование теплогидравлических процессов с фазовыми превращениями, происходящих при вскипании недогретой жидкости в кольцевом канале в условиях импульсного нагрева. Система уравнений решалась численно конечноразностным методом по неявной схеме с итерациями. Уравнение (2.90) решалось конечноразностным методом по неявной схеме (температура

вычислялась методом прогонки с использованием граничных условий на стенке и в недогретой жидкости). Была проведена серия расчетов для условий экспериментов [6], в которых варьировались свободные параметры модели (критическое значение перегрева стенки ΔT_{cr} и начальная толщина парового слоя h_0). На Рисунках 2.40–2.46 приведены результаты расчета для условий эксперимента, показанного на Рисунке 2.34. На Рисунке 2.36 показано распределение температуры в жидкости вблизи стенки нагревателя на момент вскипания $t = 0,132$ с. Появление парового слоя задавалось условием достижения перегрева стенки до $\Delta T_{cr} = 25$ К. Начальное положение слоя показано на Рисунке 2.36 штриховой линией. Из Рисунка видно, что на момент появления ПС жидкость вблизи стенки нагревателя прогревается на глубину меньше 0,3 мм, при этом паровой слой образуется на расстоянии 0,02 мм от стенки нагревателя.

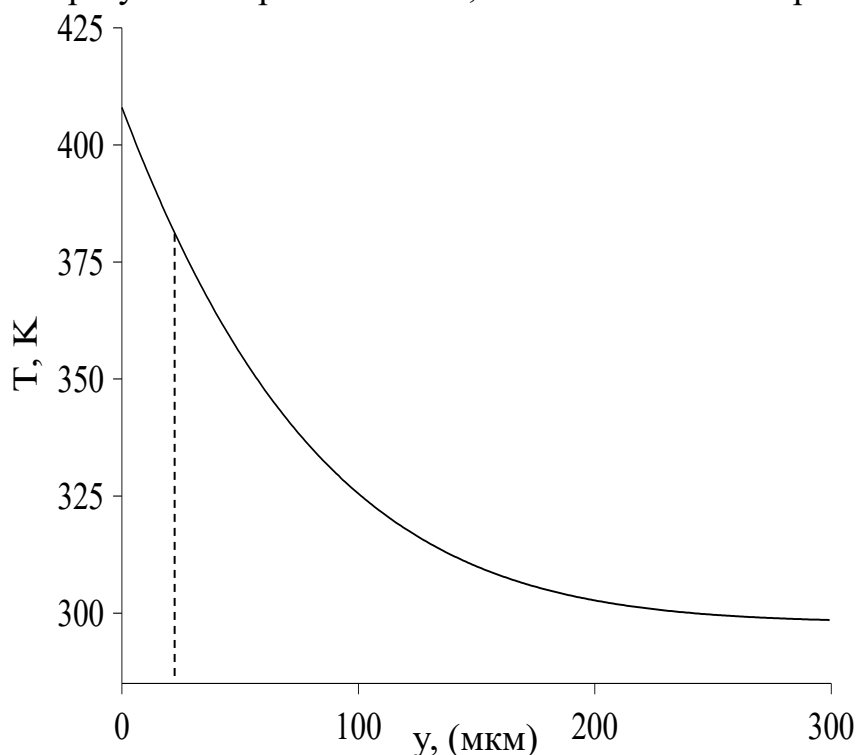


Рисунок 2.36 – Распределение температуры в жидкости вблизи стенки нагревателя на момент

На Рисунке 2.37 показана рассчитанная толщина ПС в зависимости от времени. Хорошо видно, что сразу же после появления ПС его толщина быстро растет от начального значения $h_0 = 0,1$ мм до значения 3,75 мм. Затем превалирует

конденсация, сопровождаемая затухающими колебаниями, после чего наступает термический режим (монотонное уменьшение толщины ПС) до полного исчезновения паровой фазы.

Рисунок 2.38 демонстрирует эволюцию давления (а) и толщины (б) жидкого микрослоя на стенке нагревателя. Из Рисунка 2.38а видно, что начальное расширение ПС сопровождается коротким всплеском давления амплитудой 0,05 МПа и последующим ростом давления до величины 0,42 МПа вследствие притока массы из испаряющегося жидкого микрослоя. В момент времени 0,156 с микрослой полностью исчезает (см. Рисунок 2.38б) и приток массы в ПС прекращается. В этот момент давление пара из-за конденсации резко падает, вследствие чего начинаются пульсации скорости жидких пробок и, соответственно, пульсации объема и давления пара. Амплитуда и частота рассчитанных колебаний давления в канале хорошо согласуются с экспериментальными данными.

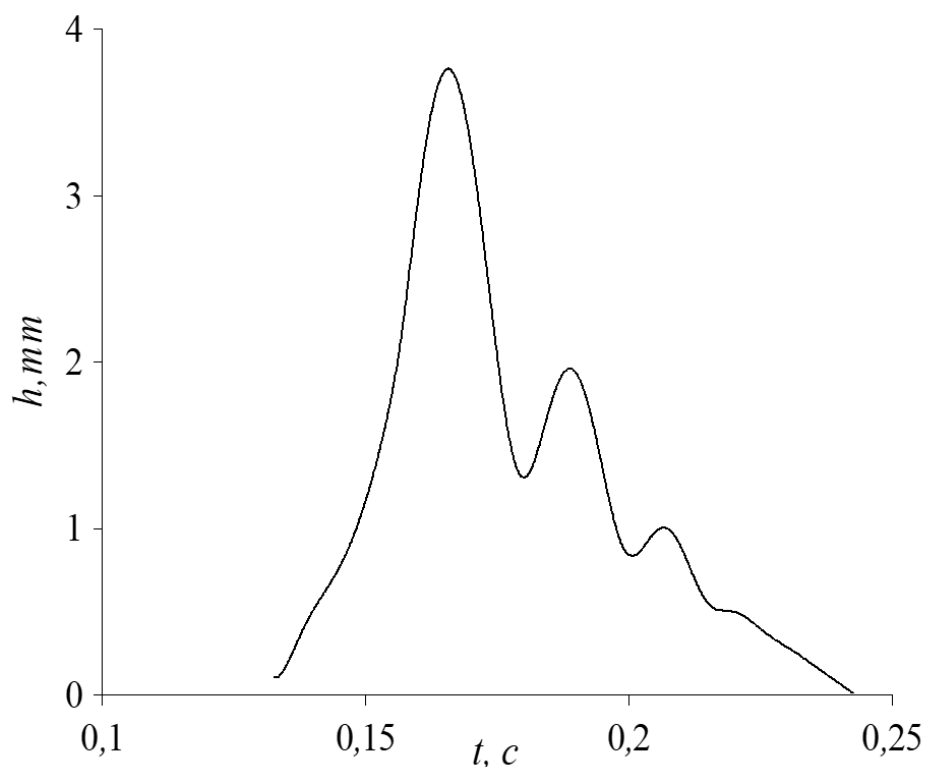


Рисунок 2.37 – Расчетная эволюция толщины ПС. Расчет для условий недостаточной температуры поверхности (нет автоколебаний)

Многочисленные расчеты, в которых варьировались параметры ΔT_{cr} и h_0 показали, что во всех случаях начальный микрослой на стенке нагревателя полностью испаряется за время порядка 0,1 с. После этого в течение 0,2÷0,3 с происходит полная конденсация ПС, сопровождаемая затухающими осцилляциями давления с амплитудой 0,1÷0,15 МПа. Во всех случаях автоколебательный режим не реализуется.

Очевидно, что развитие автоколебаний возможно только за счет испарения жидкости, попадающей на стенку нагревателя. Разработанная модель была модернизирована с целью учета возможности прямого контакта жидкости с горячей стенкой в процессе пульсаций ПС. Попадание жидкости на горячую стенку учитывалось на основе следующих представлений. Вследствие развития неустойчивости внешняя поверхность ПС не плоская, а покрыта волнами, амплитуда которых порядка минимальной толщиной ПС.

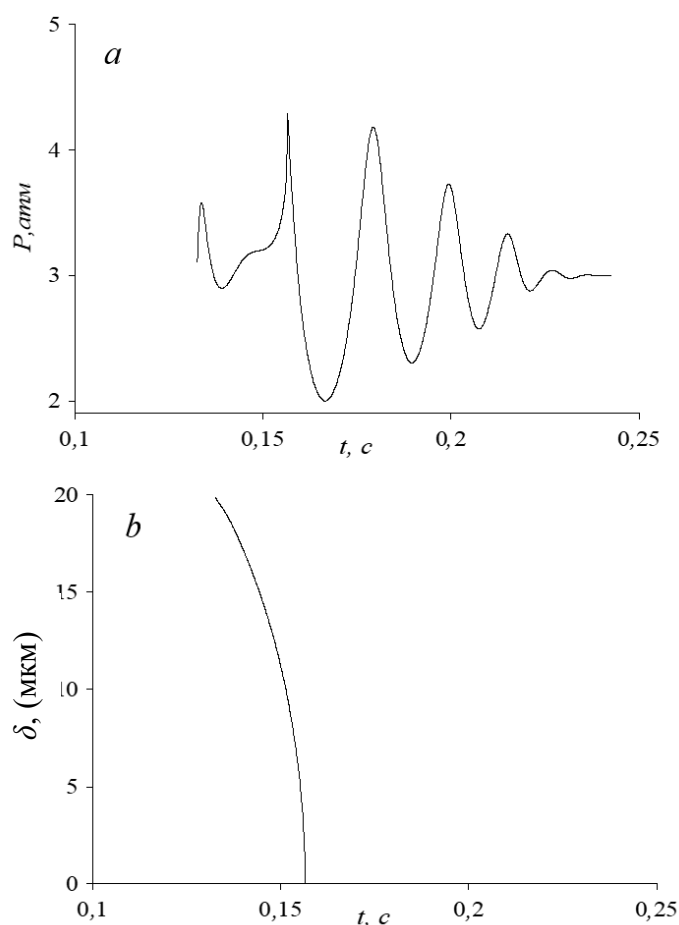


Рисунок 2.38 – Расчетная эволюция давления (а) и толщины микрослоя (б).

Расчет для условий, показанных на Рисунке 2.30а

В те моменты времени, когда толщина ПС минимальная, гребни волн соприкасаются с горячей стенкой. Кроме этого, на заключительной фазе сжатия ускорение внешней поверхности ПС направлено в сторону жидкости. Достаточно большая величина этого ускорения (для условий на Рисунке 2.34 наблюдались значения порядка 100 м/с^2) обеспечивает развитие на межфазной поверхности неустойчивости Рэля-Тэйлора и отрыв капель, летящих на стенку. В численном алгоритме оба механизма попадания жидкости на горячую стенку описывались следующим упрощенным образом. В тот момент, когда толщина ПС достигает минимума (в каждом цикле колебаний), на стенке нагревателя мгновенно возобновляется микрослой жидкости заданной толщины δ^* порядка нескольких микрон.

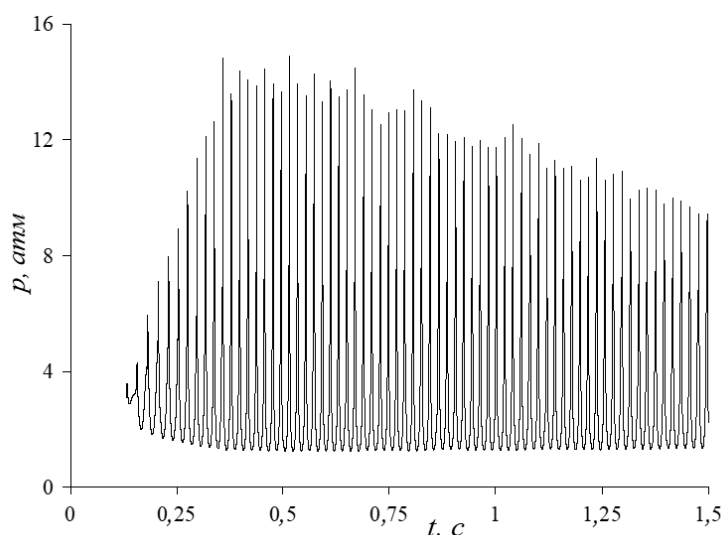


Рисунок 2.39 – Автоколебания давления в канале

На Рисунках 2.39–2.41 показаны результаты расчетов режима автоколебаний для экспериментальных условий, указанных на Рисунке 2.42а при заданных значениях $\Delta T_{cr} = 25 \text{ К}$, $h_0 = 0,1 \text{ мм}$, $\delta^* = 6 \text{ мкм}$. На Рисунке 2.40, где показана динамика давления в канале, видно, что циклическое возобновление жидкого микрослоя приводит к раскачке колебаний. Амплитуда пульсаций давления в течении 0,4 с растет и достигает максимального значения 1,35 МПа, после чего постепенно уменьшается из-за медленного остывания стенки нагревателя. Полученная в расчете амплитуда и частота колебаний (45–50 Гц) хорошо

согласуются с экспериментальными данными, показанными на Рисунке 2.30. Рисунок 2.40 демонстрирует стадию развития автоколебаний. На Рисунке 2.40а показана эволюция давления, а на Рисунке 2.40b – эволюция жидкого микрослоя на стенке нагревателя. Из Рисунка 2.40а видно, что после испарения начального микрослоя толщиной 20 мкм (см. Рисунок 2.40b) в каждом цикле сжатия на пике давления появляется короткий «всплеск». Этот «всплеск» давления обусловлен появлением притока пара из испаряющегося жидкого микрослоя. Возобновляемый микрослой толщиной 6 мкм, появляющийся в моменты минимальной толщины ПС, полностью испаряется в течение 0,001–0,0014 с, что существенно меньше периода колебаний (см. Рисунок 2.41b). В результате действия таких «всплесков» давления амплитуда колебаний быстро растет и выходит на стационарный уровень, близкий к наблюдаемому в экспериментах. На Рисунке 2.41 показаны пульсации массы пара в ПС, соответствующие расчету на Рисунке 2.34. Из Рисунка 2.41а видно, что в первых двух-трех циклах колебаний наблюдается пик пульсаций массы пара, а затем в течении примерно 0,3 с средняя за период масса пара уменьшается и устанавливается почти стационарный уровень пульсаций. На Рисунке 2.41b стадия установления показана более подробно. Видно, что в каждом цикле колебаний сразу же после появления на стенке нагревателя возобновляемого микрослоя жидкости наблюдается скачкообразное увеличение массы пара, возникающее вследствие быстрого испарения микрослоя (см. Рисунок 2.41b). После этого масса пара непрерывно уменьшается из-за конденсации до начала следующего цикла колебаний. Постепенно устанавливается некоторое среднее за цикл значение массы пара, которое является результатом баланса процессов конденсации и испарения возобновляемого микрослоя. В расчетах варьировались параметры модели u_0 , ΔT_{cr} , h_0 , δ^* . Расчеты показали, что величина начальной скорости этанола практически не влияет на условия развития автоколебаний, что согласуется с опытными данными. Этот факт вполне понятен, поскольку величина пульсации скорости, определяющая интенсивность конденсации пара в потоке недогретой жидкости, существенно превышает величину u_0 . Варьирование значений ΔT_{cr} в диапазоне

10–30 К и значений h_0 в диапазоне 0,1–0,5 мм показало, что эти параметры оказывают некоторое влияние только на стадию развития автоколебательного режима, но слабо влияют на амплитуду и частоту установившихся автоколебаний. Значения параметра δ_* , напротив, оказывает сильное влияние на уровень пульсаций. В исследованном диапазоне значений толщины 1–20 мкм возобновляемый жидкий микрослой успевает полностью испариться за время много меньше периода колебаний. Уменьшение значения δ_* (т.е. подпитки массы пара) приводит к снижению средней за период (а также минимальной) массы пара. Уменьшение минимальных значений массы пара в ПС приводит к росту амплитуды пиков давления.

Наличие возобновляемого жидкого микрослоя приводит к существенному росту величины ускорения межфазной поверхности d^2h/dt^2 в те моменты времени, когда толщина ПС минимальна. Так, например, в расчетах, показанных на Рисунке 2.38–2.40 величина ускорения (в установившемся автоколебательном режиме) достигала $200 \div 220$ м/с². Такое высокое значение ускорения гарантированно обеспечивает срыв с межфазной поверхности летящих на стенку капель.

Таким образом, разработана упрощенная математическая модель, описывающая вскипание сильно недогретой жидкости в канале в условиях импульсного тепловыделения в стенке нагревателя и последующее ее охлаждение потоком жидкости. Модель описывает появление паровой фазы в виде тонкого парового слоя на стенке нагревателя, и последующие его пульсации, зафиксированные в экспериментах. В разработанной модели проточный канал рассматривается как колебательная система с сосредоточенными параметрами, в которой сжимаемый паровой слой играет роль пружины, а инерционная масса обусловлена пробками чистой жидкости, расположенными выше и ниже нагревателя. В численных расчетах показано, что автоколебательный режим, экспериментально обнаруженный в [129], реализуется за счет испарения периодически возобновляемого микрослоя жидкости на стенке нагревателя в каждом цикле колебаний. Модель описывает развитие автоколебаний, хорошо

предсказывает амплитуду и частоту установившихся колебаний давления в канале. Высокая амплитуда продолжительных нелинейных колебаний поддерживается на фоне баланса процессов конденсации и испарения в течение одного периода колебаний.

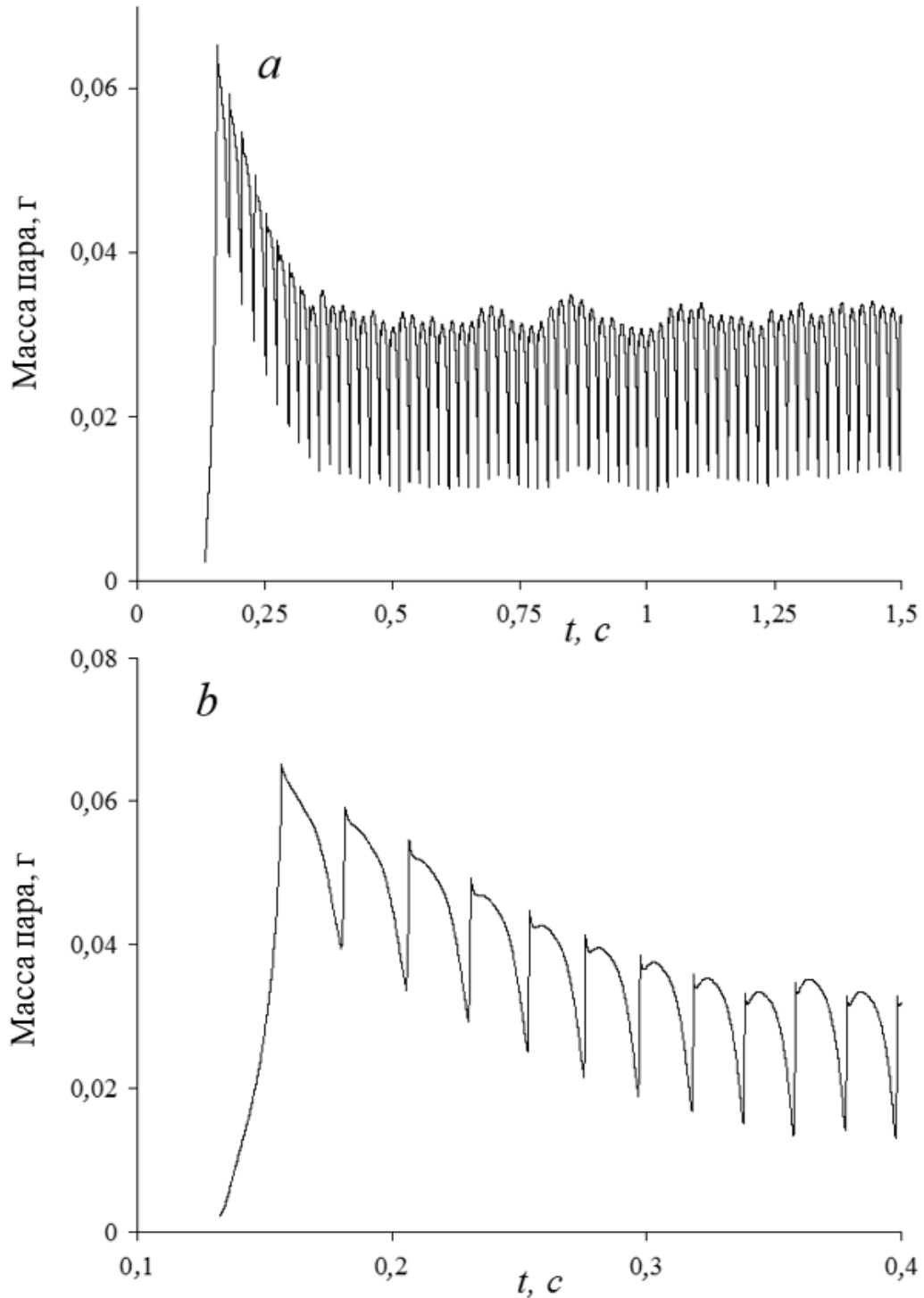


Рисунок 2.40 – Стадия развития автоколебаний. Эволюция давления (а) и толщины микрослоя на стенке (b)

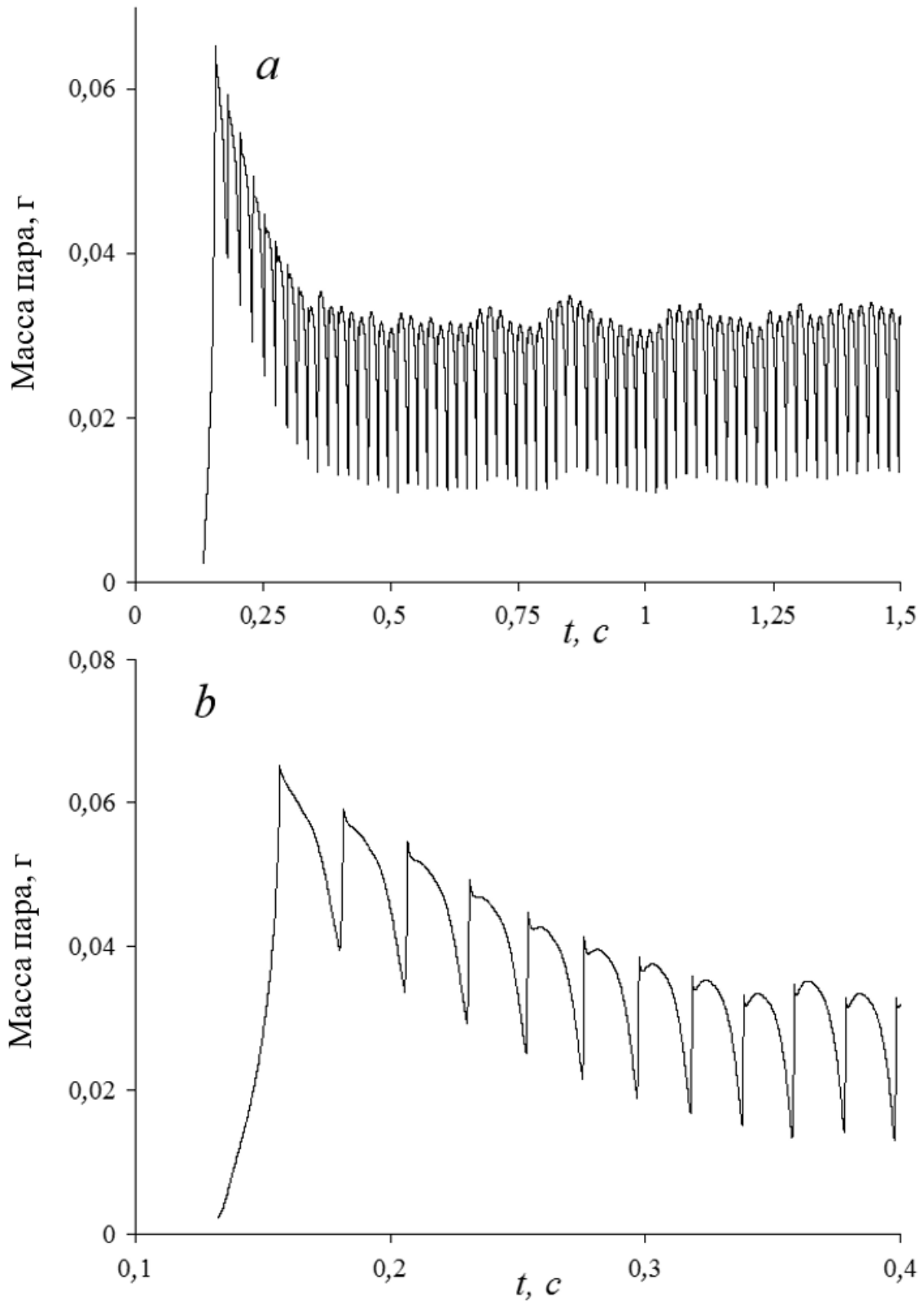


Рисунок 2.41 – Изменение массы пара в режиме автоколебаний (а) и на стадии развития автоколебаний (b)

2.8 Заключение ко второй главе

Таким образом, разработана модель гомогенного представления течения двухфазного потока, основанного на определении теплового характера взаимодействия фаз. Рассмотрены особенности такого подхода, связанные с одной из ключевых характеристик – максимальным размером паровых пузырей. Полученные результаты применения модели для описания компонент тепловых потоков, а также определения таких глобальных характеристик, как площадь поверхности покрытой паром, время начала пузырькового кипения и время перехода к интенсивному росту паровой фазы сопоставлены с экспериментальными сведениями о протекании нестационарного вскипания недогретой жидкости. На основе разработанной численной модели рассмотрен экспериментально зарегистрированное влияние на эффект скорости движения недогретой жидкости на интенсификацию вскипания жидкости путем математического моделирования. Численно показан механизм немонотонного влияния скорости потока на наступление режима пузырькового кипения. Для оценки возможности построения математических моделей на основе аналитических решений автором разработан подход к определению теплового потока в условиях резкого увеличения температуры поверхности. Безальтернативность опоры на эмпирические замыкающие соотношения доказывается необходимостью использования в такой модели характерного размера, что ожидаемо в условиях неполноты теоретических описаний сложного процесса фазового перехода в условиях нестационарности граничных условий.

Заключительный параграф настоящей главы посвящен математическому моделированию специфического режима теплообмена, характеризующегося предельно высокими уровнями плотности теплового потока. Описан подход к построению математической модели процесса нестационарного теплообмена, осложненного наличием пульсаций давления, являющихся инициатором развития

механизма сверхинтенсивного переноса теплоты от металлической поверхности в поток недогретого до температуры насыщения этанола.

ГЛАВА 3 МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ ГАЗИФИКАЦИИ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА

В данной главе диссертации излагаются результаты разработки математических моделей процессов термохимической конверсии твердого топлива в перспективной многоступенчатой установке малой мощности. В параграфе 3.1 приводятся обоснования применения технологии и описание существующей в ИСЭМ СО РАН установки для проведения экспериментальных исследований и верификации разрабатываемых CFD-моделей термохимической конверсии биомассы. В следующей части диссертации приводится описание математической модели первой ступени установки, представляющей собой шнековый реактор. Указаны принятые допущения и приводятся сведения о результатах верификации численной реализации с данными экспериментов, проведенными на древесных пеллетах.

Для тестирования построенной расчетной модели эжектора были осуществлены параметрические исследования с различными значениями расхода газов на выходе из первой ступени. Результаты тестирования подтвердили надежность и устойчивость решения с практически полным повторением сходимости численных реализаций и, как следствие, одинаковыми временными затратами на каждый вариант расчета. В параграфе 3.4 изложены результаты численного моделирования третьей ступени установки, представляющей собой реактор с неподвижным слоем твердого топлива. В результате реализации математической модели процессов тепломассопереноса и аэродинамики средствами пакета Comsol Multiphysics были получены расчетные поля температур, скоростей, плотностей сред, линий тока и прочие производные данные, необходимые для поиска оптимальных режимов работы разрабатываемой в ИСЭМ СО РАН технологии переработки низкосортного твердого топлива.

3.1 Многоступенчатая схема газификации твердого топлива.

Согласно прогноза Международного энергетического агентства (Управления энергетической информации США) на 2019 год, глобальное производство электроэнергии с использованием возобновляемых источников энергии увеличится более чем на 20% к 2050 году, обеспечивая половину мирового производства электроэнергии. Основное увеличение в доле выработки электроэнергии будут играть ресурсы солнца, воды и ветра. U.S.E.I. Administration (2019). Однако доля использования ресурсов биомассы также будет возрастать. Так на данный момент рост выработки электроэнергии с использованием биомассы составляет около 1 %. Биомасса является одним из надежных и доступных возобновляемых источников энергии, которые могут быть использованы для устойчивого производства электроэнергии и тепла. Основные пути роста доли биомассы в электроэнергетике связаны с газификацией биомассы в малых энергосистемах Situmorang Y. A. (2020) [183] и Pradhan P. (2019) [163], в том числе в составе гибридных энергосистем Tiwary A. (2019) [195], Ahmad J. (2018) [3737], а также развитием технологий получения биогаза Jena S. P. (2017) [94] и жидкого биотоплива Perkins G. (2018) [161], Priharto N. (2020) [164].

Для биомассы характерна высокая влажность, низкая зольность и высокая реакционная способность за счет высокого содержания кислорода в составе [101]. При этом зола характеризуется повышенными коррозионными и шлакующими свойствами за счет повышенного содержания щелочных металлов [100]. Кроме того, в результате термохимической конверсии биомассы образуется значительное количество смолистых продуктов Нура (2017) [91]. Предложено множество процессов переработки биомассы, однако их эффективность весьма чувствительна к условиям их проведения Sansaniwal S. K. (2017) [176].

Среди способов повышения эффективности газификации в установках малой мощности в первую очередь выделяется организация ступенчатых процессов. Это разделение стадий процесса газификации для их проведения в разных реакторах

Mednikov A. S. (2018) [139]. Преимуществом организации ступенчатого процесса газификации биомассы является получение практически бессмольного генераторного газа, который без дополнительной газоочистки можно использовать в газопоршневых установках Heidenreich S. (2015) [85].

На первой стадии процесса происходит пиролиз биомассы. Реактор пиролиза конструктивно объединен со шнековым транспортером. Древесный уголь из пиролизера-транспортера поступает в слоевой реактор. Газ, образующийся на стадии пиролиза (пирогаз), поступает в надслоевое пространство реактора. Туда же подается воздух или продукты сгорания газа. Часть газа пиролиза сгорает в надслоевом пространстве (вторая стадия), продукты сгорания используются в качестве газифицирующего агента для газификации древесного топлива по схеме «open top» (третья стадия). Такая организация процесса позволила получить генераторный газ с содержанием смолы 15 мг/нм^3 Henriksen U. (2006) [86].

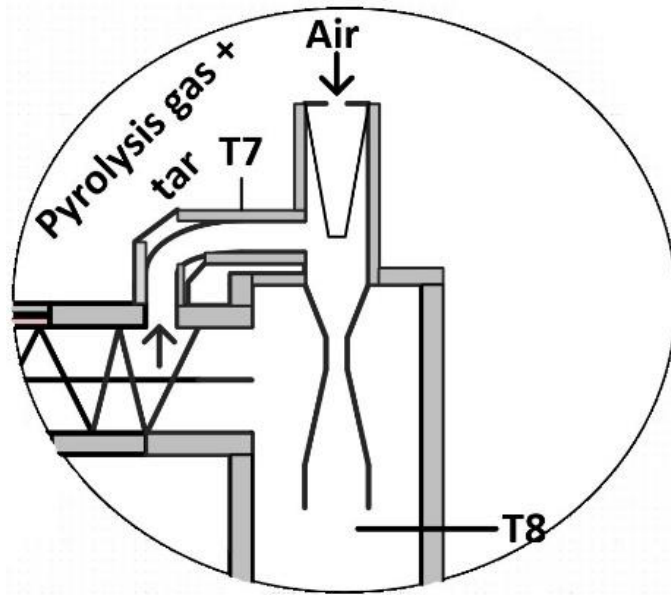
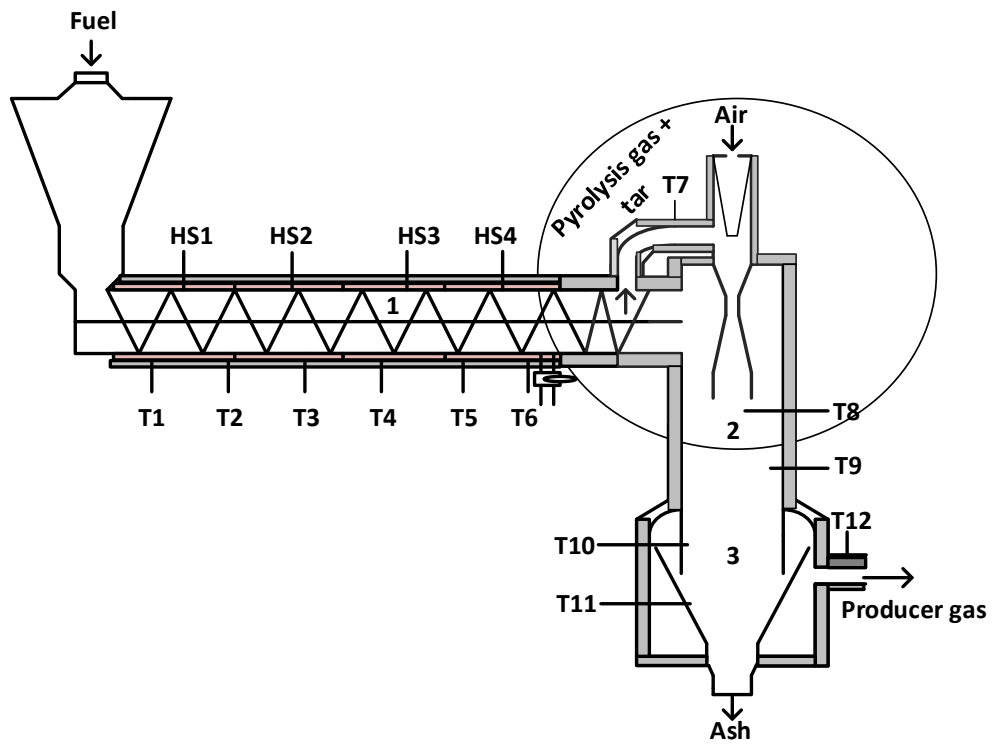
Однако при работе лабораторных и демонстрационных установок возникает ряд проблем. К таким проблемам, по-видимому, можно отнести возможность слипания частиц топлива в шнековом транспортере, ведущего к проворачиванию топлива вместе со шнеком; необходимость контроля высоты слоя топлива в реакторе; согласование скорости вращения шнека с поддержанием постоянного уровня топлива в реакторе. Поскольку при регулировании высоты слоя за счет скорости вращения шнека неизбежно меняется степень отсечения, КПД процесса также должен изменяться Luz F. S. (2018) [135135]. Поэтому для каждого вида биомассы существует некоторая оптимальная длина пиролизера-транспортера.

В связи с этим, в данной главе рассматривается вопрос моделирования пиролиза биомассы в шнековом реакторе, как первой ступени ступенчатой газификации. Оценивается влияние степени отсечения на показатели энергетической эффективности процесса. Под степенью отсечения понимается степень конверсии топлива, при которой топливо покидает первую ступень (зону) процесса. Исследования выполнены с использованием методов CFD-моделирования. CFD-моделирование является одним из ключевых инструментов для исследования

процессов газификации Ramos A. (2019) [170]. Следующие параграфы описывают результаты моделирования последующей трансформации продуктов разложения древесины в многоступенчатой установке, включая в себя течение газов в эжекторе, являющимся частью второй ступени, а также работу реактора – третью ступень, в которой происходят завершающие реакции.

Для проведения экспериментальных исследований и верификации, разрабатываемых CFD-моделей термохимической конверсии биомассы существует установка, разработанная в ИСЭМ СО РАН. Принципиальная схема лабораторного стенда многоступенчатой газификации мощностью 30 кВт (т) приведена на рис 3.1 а. Многоступенчатый реактор состоит из трех взаимосвязанных реакторов – реактора пиролиза (1), реактора сгорания осмоленного пиролизного газа (2) и реактора газификации (3). Такая организация процесса газификации позволяет получать генераторный газ без смолистых соединений в составе. Реактор пиролиза представляет собой обогреваемый шнековый питатель, в котором происходит пиролиз при заданном температурном режиме нагрева. Внутренний диаметр данного реактора 150 мм, а длина составляет 1,5 м. На Рисунке 3.1 б представлена укрупненная схема реактора сгорания пиролизного газа. Данный реактор представляет собой газовый эжектор, в который подается нагретый воздух (600°C), а за счет создаваемого пониженного давления горячий осмоленный пиролизный газ ($600\text{--}800^{\circ}\text{C}$) поступает в смесительную камеру, в которой происходит его сгорание. Эффективность данного процесса определяется наличием кислорода после сжигания пиролизного газа и смолы.

a)



b)

Рисунок 3.1 – а) Схема многоступенчатой установки; б) Устройство эжектора

Чем меньше содержание кислорода после данного реактора, тем эффективней процесс дожигания. Реактор газификации представляет собой типичный слоевой реактор обращенного вида. Высота реактора 1,30 м, диаметр реактора 200 мм, диаметр газоотборного пояса 250 мм. Размеры реактора рассчитаны таким образом, чтобы поддерживать высоту слоя в пределах 5–12 средних диаметров частиц древесного топлива. При данных условиях сопротивление слоя уменьшается, а слой становится более устойчивым. Скорость движения газов увеличивается, что приводит к уменьшению удельных тепловых потерь в окружающее пространство, повышению температур и улучшению теплообмена в слое. Таким образом, высота слоя топлива определяет в значительной мере диффузию и теплообмен, а, следовательно, и процесс газификации в целом. В качестве рабочего топлива используется древесная щепка и пеллеты. Широкий диапазон возможных характеристик твердого топлива является побудительной причиной для разработки математических моделей протекающих в такой установке сложных физико-химических процессов.

3.2 Математическая модель пиролиза твердого топлива в шнековом реакторе

Различие в возможных значениях производительности установки оказывают существенное влияние не только на процессы в 1й ступени – пиролизере, но и на объем выделяющихся газов, и количество образующегося кокса. Таким образом, успешное решение задачи поиска оптимальной конфигурации оборудования включает в себя детальное трехмерное моделирование всех частей многоступенчатой установки. Comsol Multiphysics Software использовалось как среда для создания математической модели и осуществления расчетов. Модель пиролизера содержит описание пористого тела, обогреваемого через стальную стенку. Основными входящими уравнениями являются варианты закона Навье-Стокса и теплообмена участвующих сред. В центре геометрической модели пиролизера размещен шнек (стальной), являющийся мощным теплопроводником, что делает крайне важным

включение его в перечень тел, участвующих в теплообмене. Моделирование теплообмена внутри шнека предполагается в гомогенном представлении содержимого пиролизера с учетом физических свойств (пористости, проницаемости и пр.) среды. Расчетное поле температур включало в себя области греющих газов, разделяющей стальной стенки, выделяющихся продуктов пиролиза, пористой среды и стального шнека. Для удобства задания граничных условий выбрано представление в лагранжевой системе координат, где за точку отсчета выбрана пористая среда засыпанной древесной массы:

$$\frac{\rho}{\varepsilon} \left((u \cdot \nabla) \frac{u}{\varepsilon} \right) = \nabla \cdot \left[-pI + \frac{\mu}{\varepsilon} (\nabla u + (\nabla u)^T) - \frac{2\mu}{3\varepsilon} (\nabla \cdot u)I \right] - \left(\frac{\mu}{k} + \beta_F |u| + \frac{Q_{br}}{\varepsilon^2} \right) u + F, \quad (3.1)$$

Уравнение (3.1) отличается учетом пористости твердого топлива ε . В уравнении изменения масс Q_{br} соответствуют массам газа, образующимся при разложении твердого топлива. Тогда, уравнение неразрывности имеет следующий вид:

$$\nabla \cdot (\rho u) = Q_{br}, \quad (3.2)$$

Теплообмен в пиролизере вычислен с использованием эффективного коэффициента теплопередачи:

$$\rho C_p u \cdot \nabla T + \nabla \cdot (-k_{eff} \nabla T) = \sum_{i=1..3} (Q_i), \quad (3.3)$$

здесь Q_1 представляет собой поток тепла, возникающий при испарении влаги, Q_2 – радиационный перенос, Q_3 – потери тепла в окружающий воздух с внешней поверхности установки.

Для учета теплообмена излучением уравнение энергии дополнялось следующей зависимостью:

$$q_r = c_0 (T_2^4 - T_1^4), \quad (3.4)$$

Уравнение диффузионного барьера для плоскости, отделяющей пористое твердое тело от газового пространства в пиролизере, задается следующим образом:

$$\begin{aligned} -nD_{s,i}\nabla c_{i,u} &= \frac{D_{s,i}}{d_s}(c_{i,u} - c_{i,d}), \\ -nD_{s,i}\nabla c_{i,d} &= \frac{D_{s,i}}{d_s}(c_{i,u} - c_{i,d}), \end{aligned} \quad (3.5)$$

где d_s – толщина барьера, мм; $D_{s,i}$ – коэффициент диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$. Для первоначальной оценки были использованы следующие значения толщины барьера и коэффициента диффузии соответственно – 5 мм и 10^{-6} $\text{м}^2/\text{с}$.

Граничные условия для внешней стенки пиролизера и прочих поверхностей, контактирующих с открытым воздухом:

$$-n \cdot q = 0.$$

Температура греющих газов на входе в пиролизер принималась постоянной и для различных режимных условий варьировалась в широком диапазоне (770–910 К):

$$T = T_0.$$

Условия для температуры во входном сечении внутреннего пространства пиролизера определялись направлением вектора движения (т.е. открытая граница):

$$\begin{aligned} T &= T_0, & n \cdot u &< 0, \\ -n \cdot q &= 0, & n \cdot u &\geq 0. \end{aligned}$$

Движение газов внутри шнекового пространства во входном сечении задано в начальном приближении $u_0=0.001$ м/с относительно пористой среды. Давление газов на выходе из пиролизера задано $p_0=101$ кПа.

Большие размеры установки не позволяют создавать детализированные аэродинамические модели. Поэтому особое внимание уделяется разработке различных замыкающих соотношений, в частности уравнений кинетики химических реакций. Как и в большинстве других исследований, многие авторы [61, 96, 194, 79, 153 и др.] применяют отношения формы:

$$k_v = A_v \exp\left(-\frac{E_v}{RT_s}\right), \quad (3.6)$$

$$r_{dry} = k_v \rho Y_{H_2O}, \quad (3.7)$$

Одной из основных частей в каждом подобном исследовании является определение необходимого перечня условий, определяющих взаимосвязь между скоростями реакции и параметрами состояния, например, температурой. Khodaei (2015) [96] правильно отмечает, что такой метод может применяться только для определенных диапазонов температур, тогда как для высоких значений (выше 475 K) он дает абсолютно нереальные оценки скорости высыхания твердого топлива. Вполне очевидно, что применение уравнений (3.6) и (3.7) без учета законов сохранения естественным образом создает условия для возникновения таких проблем. Кроме того, Khodaei (2015) указывает, что модели CFD, которые относятся к сплошной пористой среде, очень привлекательны с точки зрения их возможной реализации.

В настоящем исследовании использовались кинетические зависимости для определения выхода летучих компонент и образования смолы в виде одноступенчатой реакции. В таблице 3.1 сопоставляются значения коэффициентов A_v and E_v , определенные экспериментально в рамках настоящей работы со значениями других эмпирических исследований, а также значениями инструментальных исследований образцов твердого топлива, непосредственно использованных в настоящей работе. Нетрудно заметить существенные различия в результатах определения коэффициентов термогравиметрическим способом как от эмпирически полученных оценок в опытах на многоступенчатой установке, так и от данных других авторов. Причина этих различий заключается в существенной неоднородности термических граничных условий, в которых протекают сложные каскадные химические реакции. Частицы топлива, находясь на различном удалении от горячих металлических поверхностей обладают существенно различной температурой.

Таблица 3.1 – Сопоставление кинетических коэффициентов

	Газы	Кокс	Смолы
Обобщение опытов, A_v	$0,63 \cdot 10^{11}$	$3,45 \cdot 10^{11}$	$7,25 \cdot 10^{11}$
Обобщение опытов, E_v	177	125	149
A_v , Di Blasi C. (2008).	$1,43 \cdot 10^4$	$7,4 \cdot 10^5$	$4,12 \cdot 10^6$
E_v , Di Blasi C. (2008).	88,6	106,5	112,7

Неизбежным следствием этого является необходимость детальных численных исследований и определения характеристик разрабатываемой многоступенчатой схемы для каждого отдельного случая комбинаций режимных характеристик: скорость движения топлива, температура греющих газов и др. Приходится сделать вывод, что проблема поиска универсальных подходов к описанию кинетики химических реакций для переменных граничных условий остается нерешенной в настоящий момент.



Рисунок 3.2. Механизм пиролиза древесины на первой стадии.

Верификация модели теплообмена шнекового реактора. В результате параметрических расчетов для выбранного диапазона скорости твердого топлива мы получили распределения полей скорости, температуры и

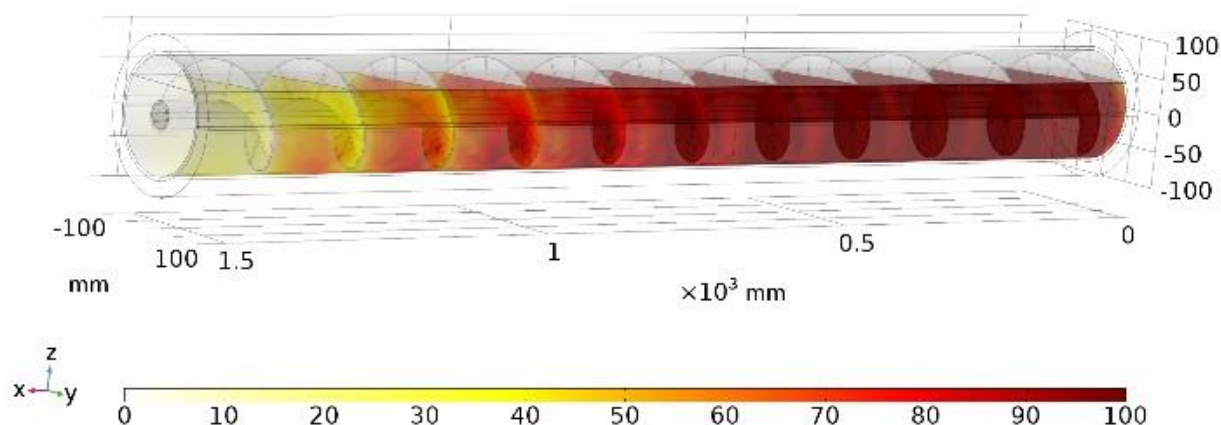


Рисунок 3.3 – Распределение степени конверсии древесной массы (%)

концентрации образовавшихся веществ. На Рисунке 3.3 показан пример пространственного распределения концентрации кокса, выраженного в терминах максимально достижимой величины (%). Пространственная неоднородность преобразования может быть объяснена существенной зависимостью температурных полей от геометрии шнека, который имеет высокую теплопроводность. Влияние скорости топлива на преобразование твердого топлива показано на Рисунке 3.4. Можно ясно видеть, что большая часть объема древесины превращается в кокс на полпути через пиролизер.

Из Рисунка 3.5 видно, что температурный профиль почти одинаков для всех исследованных скоростей потока твердого топлива через шнековый реактор. В результате соотношение между окончательным преобразованием топлива в выходной секции реактора и скоростью среды должно иметь следующий вид:

$$X = X_0/u, \quad (3.8)$$

где X_0 находится из условий эксперимента. Уравнение (3.8) должно выполняться при $u=0\div 0,01$ м/с.

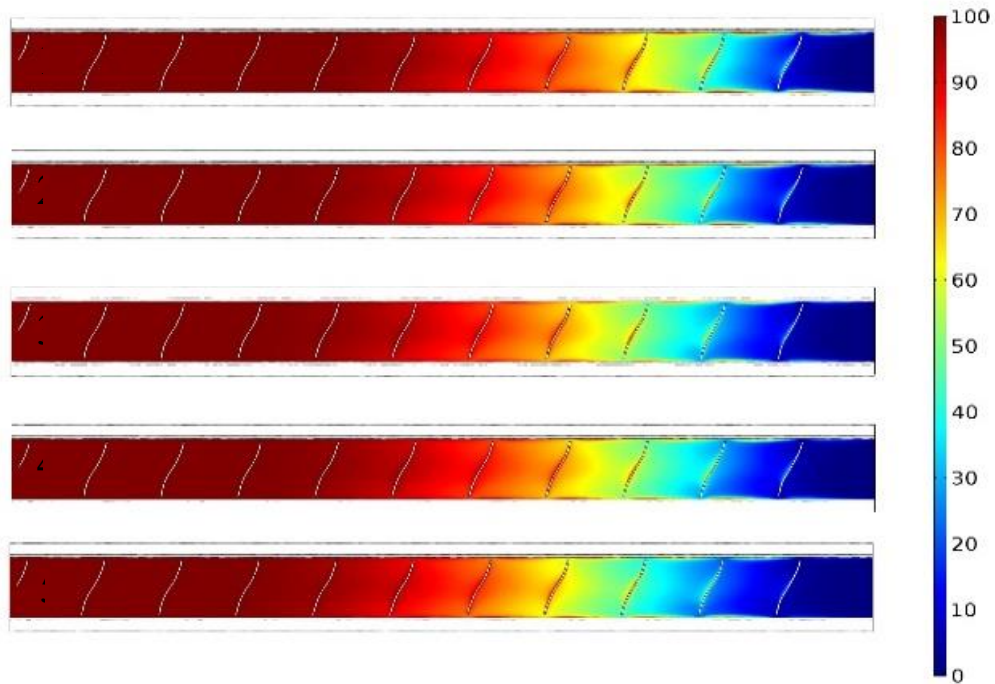


Рисунок 3.4 – Степень конверсии древесины в кокс для различной скорости движения топлива, мм/час: 1 – 106; 2 – 140; 3 – 176; 4 – 212; 5 – 248

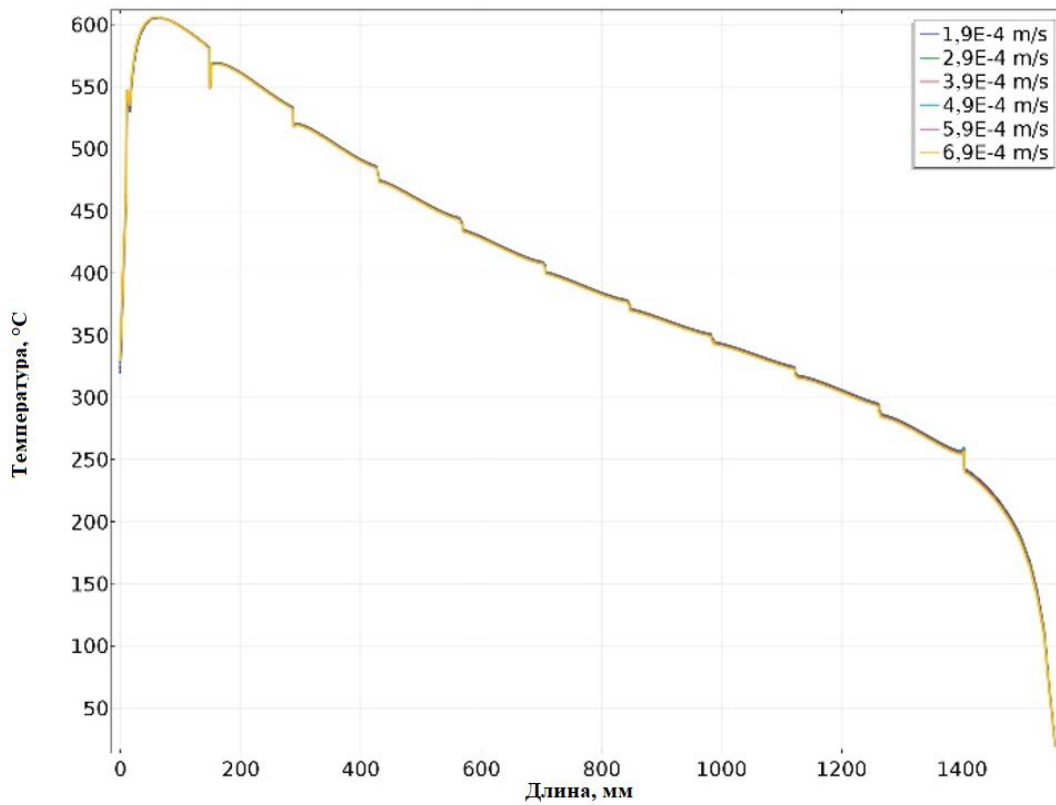


Рисунок 3.5 – Распределение температуры вдоль пиролизера для различной скорости движения топлива

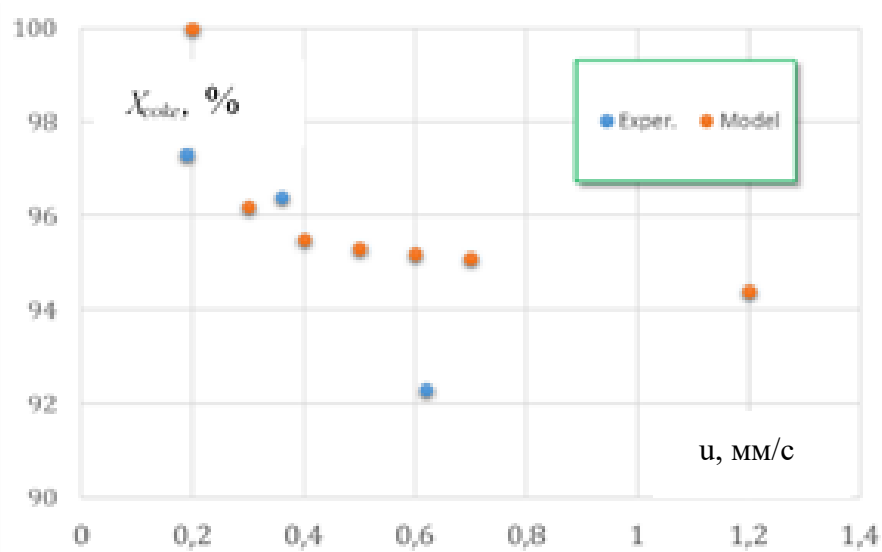


Рисунок 3.6 – Сопоставление экспериментальных данных и результатов численного моделирования конверсии твердого топлива (пеллеты)

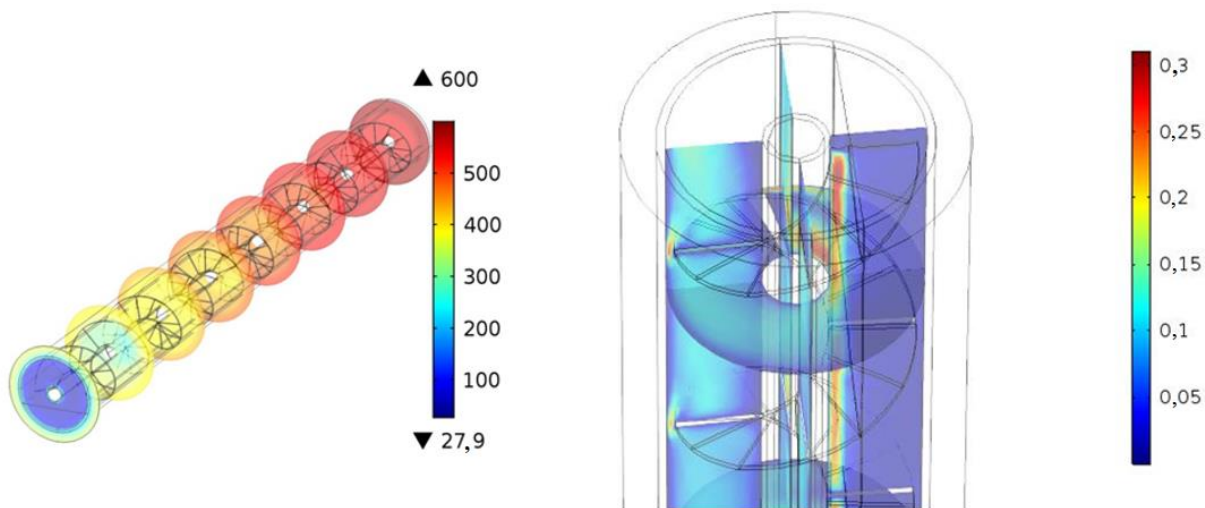


Рисунок 3.7 – Пример выполненных расчетов по определению полей температур и скоростей движения продуктов пиролиза. Скорость греющих газов во входном сечении $w=0,1 \text{ м/с}$; температура греющих газов $T_0=600^\circ\text{C}$

На Рисунке 3.6 показано сравнение экспериментальных данных, полученных для разных скоростей топлива, с вычисленными значениями. Можно видеть

хорошее совпадение результатов для скоростей топлива 0,19 и 0,37 мм/с. Если скорость топлива высокая (0,6 мм/с), математическая модель получает более высокую степень конверсии топлива, чем полученная экспериментально. Это можно объяснить следующим образом: в отличие от лабораторных исследований, в экспериментальной установке твердые частицы топлива образуют плотноупакованную засыпку, которая предотвращает свободную конвекцию газов, образующихся в результате реакций пиролиза. В результате возникает диффузионный барьер, который ограничивает скорость реакции.

3.3 Математическая модель второй ступени установки

Модель 2й ступени технологической установки по переработке низкосортного твердого топлива необходима для описания течения газов, образовавшихся в ходе разложения древесины, через эжектор, а также смешивания этих газов с воздухом (Рисунок 3.8).

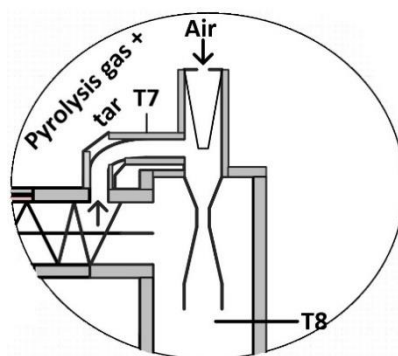


Рисунок 3.8 – Схематичное изображение второй ступени установки по переработке топлива

Количество теплоты, выделяющееся в ходе реагирования газов с воздухом, учитывалось в уравнении теплового баланса, аналогичном уравнению (3.3). Для описания турбулентного течения использована RANS k-ε модель с транспортом тепла по модели Кейс-Кроуфорд:

$$\rho(u \cdot \nabla)u = \nabla \cdot \left[\begin{array}{l} -\rho I + (\mu + \mu_T)(\nabla u + (\nabla u)^T) \\ -\frac{2}{3}(\mu + \mu_T)(\nabla \cdot u)I - \frac{2}{3}\rho k I \end{array} \right] + F, \quad (3.9)$$

$$\nabla(\rho u) = 0,$$

где уравнения Навье-Стокса дополняются соответствующими уравнениями для кинетической энергии турбулентности k :

$$\rho(u \cdot \nabla)k = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \rho \epsilon, \quad (3.10)$$

и диссипации кинетической энергии турбулентности ϵ :

$$\rho(u \cdot \nabla)\epsilon = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \nabla \epsilon \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} P_k - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k}, \quad (3.11)$$

а турбулентная вязкость определяется из соотношения:

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \quad (3.12)$$

Второе слагаемое уравнения (3.1) определяется из

$$P_k = \mu_T \left[\nabla u (\nabla u + (\nabla u)^T) - \frac{2}{3} (\nabla u)^2 \right] - \frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot u. \quad (3.13)$$

Коэффициенты модели турбулентности приняты предлагаемые по умолчанию для большинства исследований, а именно:

$$C_{\epsilon 1} = 1,44, C_{\epsilon 2} = 1,92, C_\mu = 0,09, \sigma_k = 1, \sigma_\epsilon = 1,3, k_v = 0,41, B = 5,2.$$

Оптимальные размеры ячеек сетки были рассчитаны с помощью программного обеспечения Comsol Multiphysics Software на основе соответствующих алгоритмов, обеспечивающих хорошую сходимость применяемых дифференциальных уравнений. Расчетная сетка состоит из общего числа элементов – 706996. Для построения расчетной сетки использован пользовательский режим.

На Рисунке 3.10 приведены поля температур, рассчитанные для четырех значений массового расхода газа на входе в эжектор. Хорошо видно, что несмотря на широкий диапазон граничных условий, температура смеси газов на выходе из эжектора варьируется незначительно. Этот вывод позволяет рассчитывать на устойчивость вычислительных алгоритмов, которые в будущем будут решать задачу оптимизации всей установки многоступенчатой конверсии топлива.

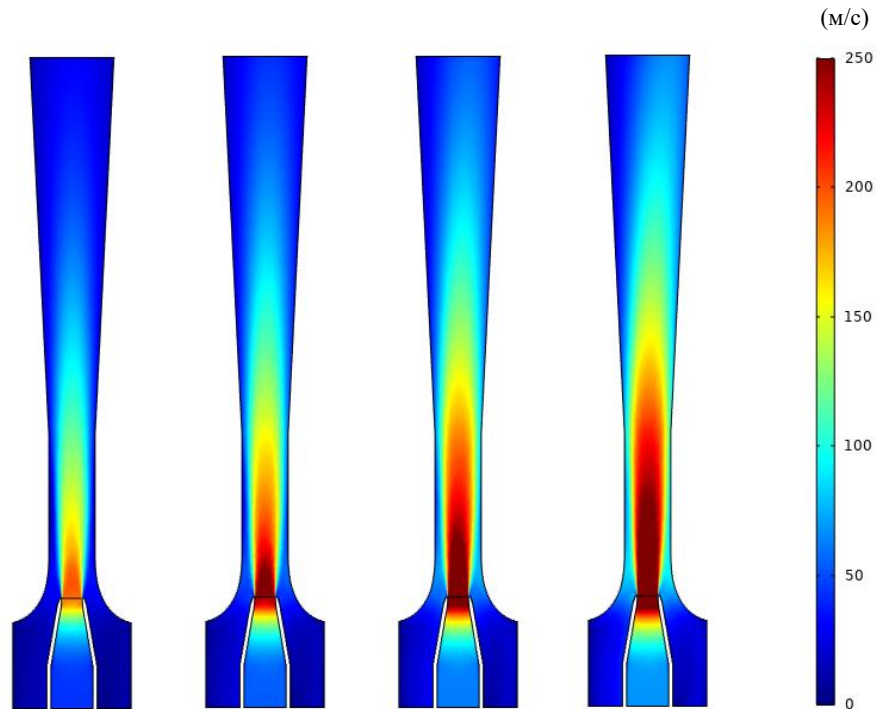


Рисунок 3.9 – Рассчитанное поле скорости движения газов в струйном сопле для различных массовых расходов газа, поступающих после разложения топлива из первой ступени установки

Рисунок 3.11 позволяет оценить закрутку потока во входной камере эжектора. В то же время, в отсутствие экспериментального подтверждения затруднительно считать эти результаты достаточными для окончательных рекомендаций к определению конструкции эжектора. Также можно сделать вывод о существенном смещении ядра потока от оси аппарата в сторону от входа газов, поступающих из 1й ступени. Параметрические расчеты являются необходимой частью для проведения оптимизационного исследования, путем которого планируется определять наиболее перспективную схему реализации технологии ступенчатой газификации низкосортного твердого топлива.

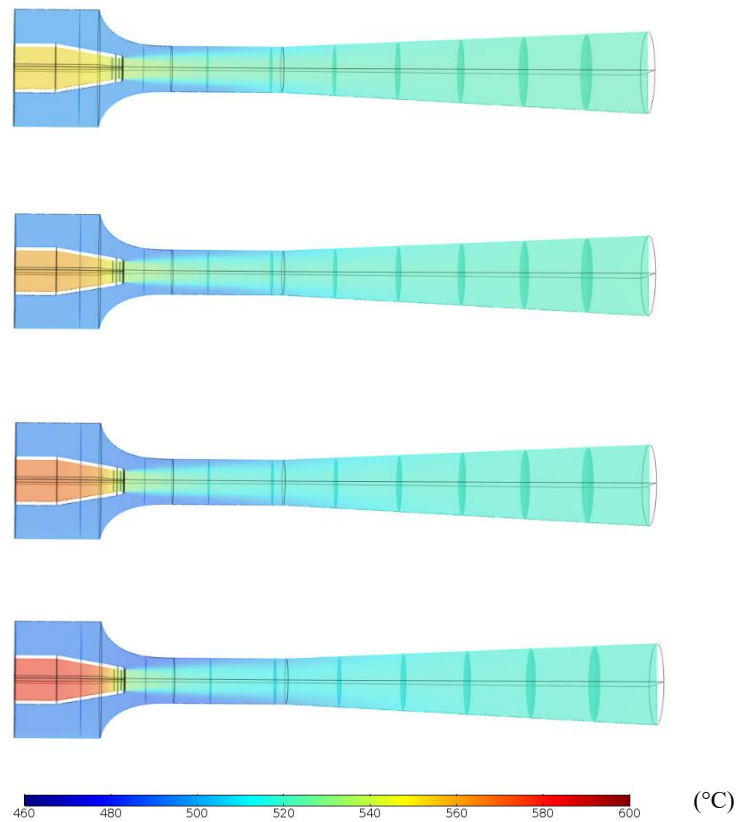


Рисунок 3.10 – Рассчитанные поля температур при расходе газа из 1й ступени: 1) 1 г/с; 2) 2 г/с; 3) 3 г/с; 4) 4 г/с

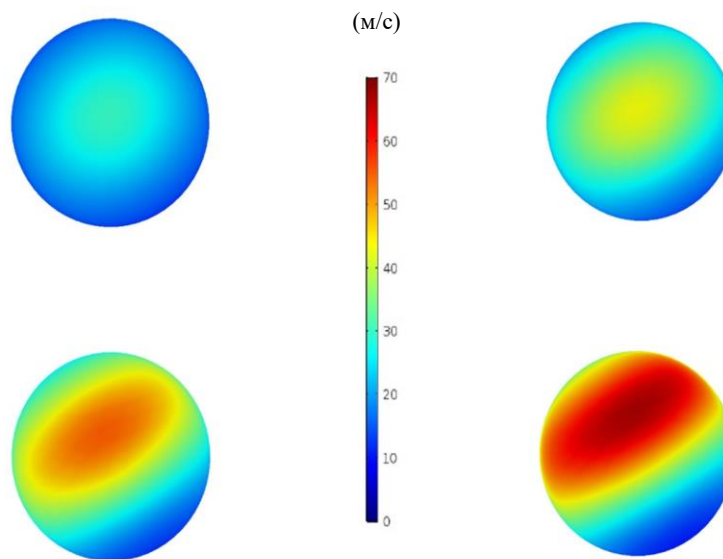


Рисунок 3.11 – Профиль скорости в выходном сечении при расходе газа на выходе из 1 ступени: 1 г/с; 2) 2 г/с; 3) 3 г/с; 4) 4 г/с

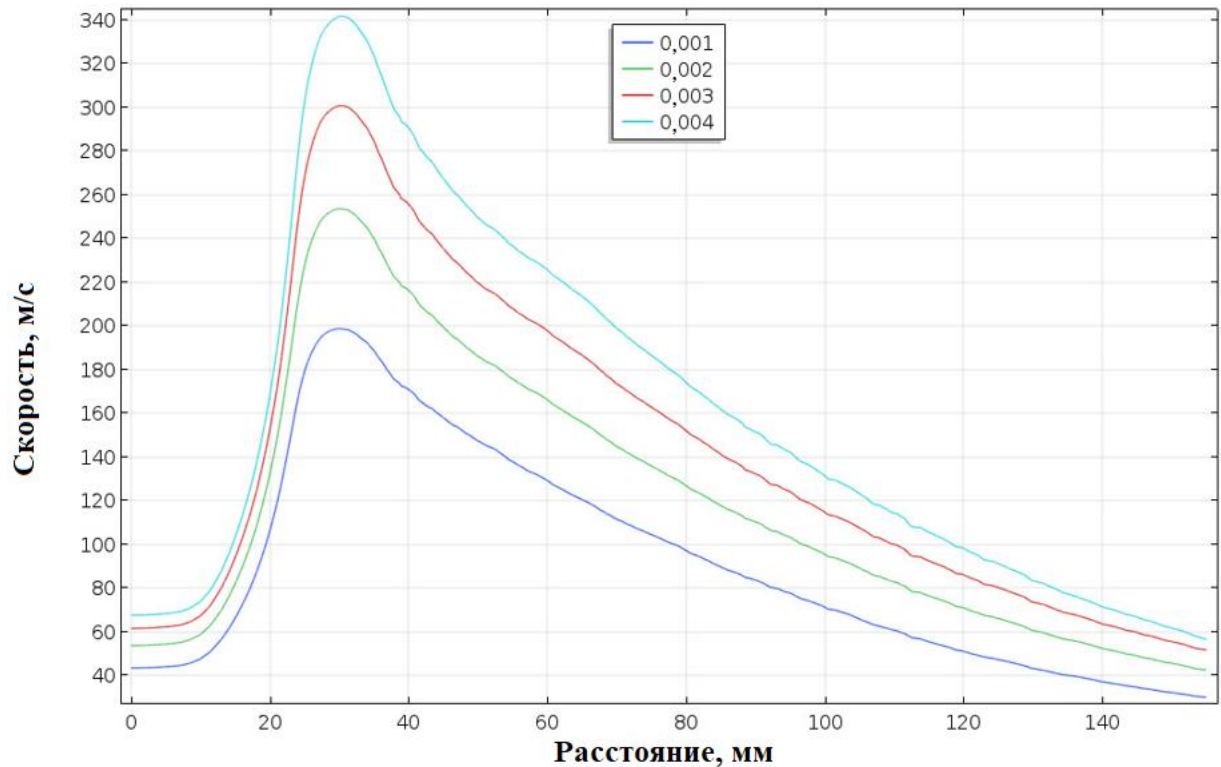
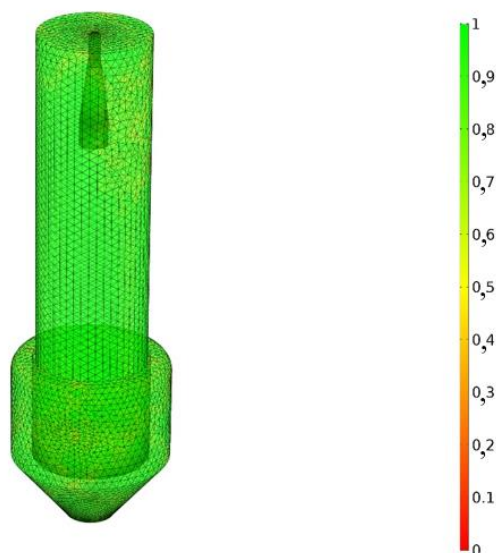


Рисунок 3.12 – Распределение скорости внутри эжектора при различных заданных значениях расхода греющих газов, кг/с

Для применения параметрических расчетов важно располагать устойчивой расчетной моделью, позволяющей в достаточно широком диапазоне варьировать входящие в решение параметры – граничные условия. Средства вычислительного пакета Comsol Multiphysics позволяют проводить расчеты стационарных режимов, задавая различные законы изменения граничных условий. Для тестирования построенной расчетной модели эжектора были осуществлены параметрические исследования с различными значениями расхода газов на выходе из первой ступени. Результаты тестирования, приведенные на Рисунке 3.12 подтвердили надежность и устойчивость решения с практически полным повторением сходимости численных реализаций и, как следствие, одинаковыми временными затратами на каждый вариант расчета.

3.4 Математическая модель третьей ступени

В постановочном плане математическая модель реактора с неподвижным слоем не представляет собой существенного нового объекта, и ее решение базируется на использовании уже представленных выше уравнений (3.1)–(3.13). В качестве граничных условий использованы рассчитанные по модели второй ступени поля температур и распределение скорости в выходном сечении эжектора. Количество теплоты, выделяющееся в нижнем пространстве реактора, определяется кинетикой реакций окисления топлива и догорающих газов, поступающих из второй ступени установки.



Минимальный размер	3,9e-4;
Средний размер	3,7 mm ³ ;
Количество элементов	549173.

Цвет шкалы соответствует качеству построения сетки.

Рисунок 3.13 – Расчетная сетка модели третьей ступени установки

Расчетная сетка состоит из общего числа элементов – 549173. Оптимальное распределение и размеры ячеек вычислялись средствами пакета Comsol на основе соответствующих алгоритмов, гарантирующих хорошую сходимость для

используемых дифференциальных уравнений. Для построения расчетной сетки использован стандартный режим.

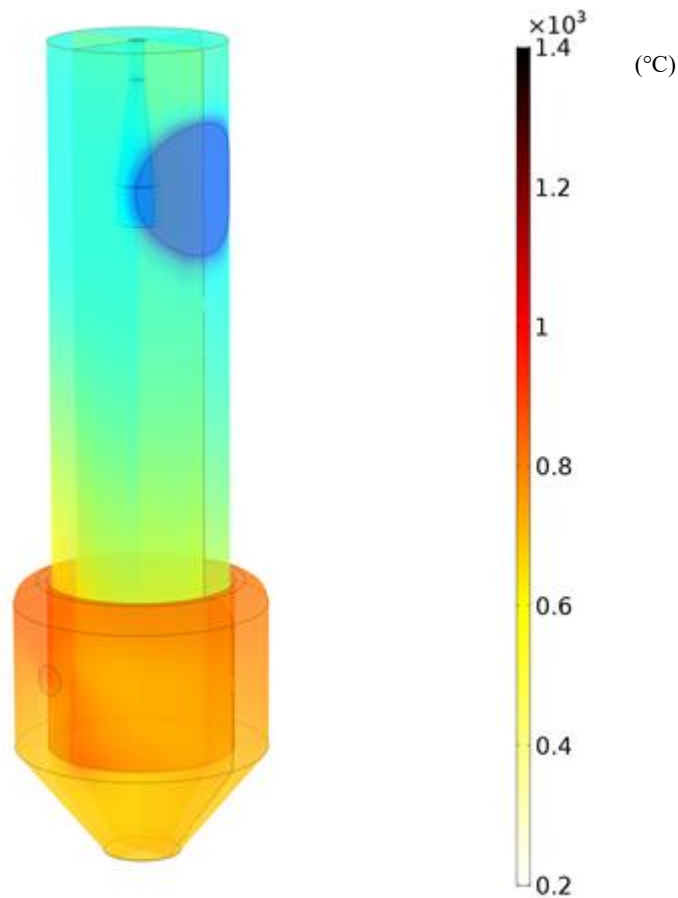


Рисунок 3.14 – Пример выполненных расчетов по определению полей температур ($^{\circ}\text{C}$). Скорость греющих газов во входном сечении $w=0,1$ м/с; температура греющих газов $T_0=600^{\circ}\text{C}$

В результате реализации математической модели процессов теплопереноса и аэродинамики средствами пакета Comsol Multiphysics были получены расчетные поля температур, скоростей, плотностей сред, линий тока и прочие производные данные. На Рисунке 3.14 приведены рассчитанные значения температур в третьей ступени.

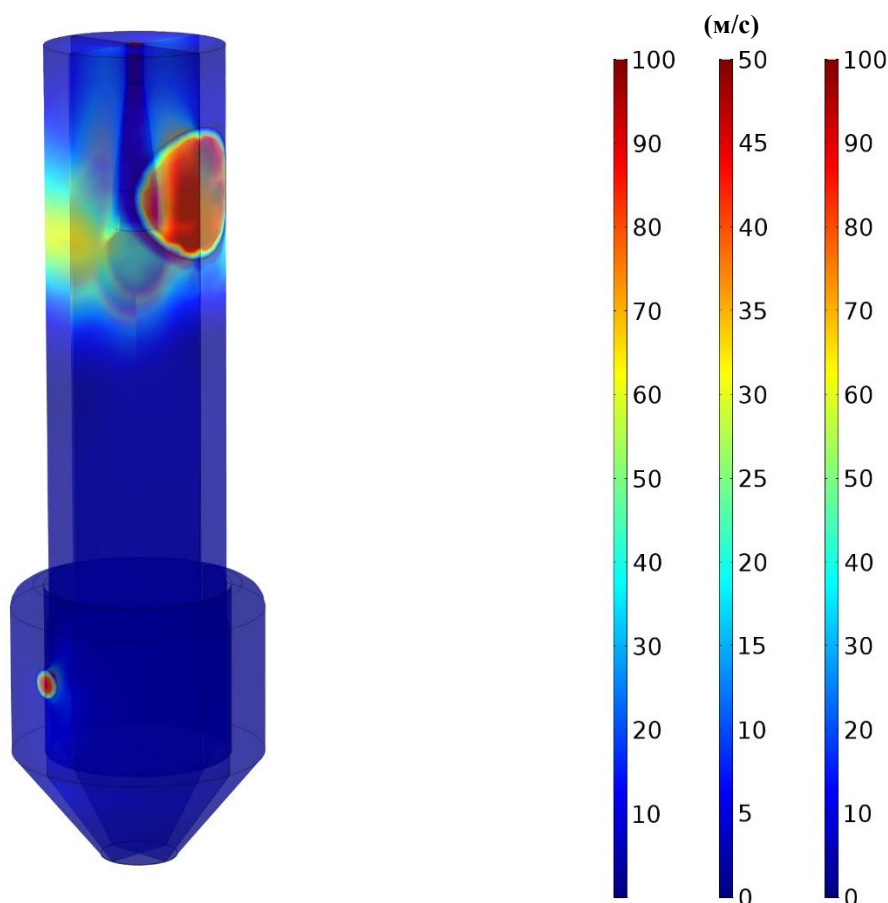


Рисунок 3.15 – Расчетное значение поля скорости в объеме третьей ступени

Как было показано в предыдущей части этого исследования, трудно ожидать существенных изменений в граничных условиях, кроме как линейной зависимости скорости газов от производительности установки. Таким образом, общая задача поиска оптимальной конструкции многоступенчатой установки с учетом ограничений на производительность, цену газа и т.д., вполне может быть решена однократным расчетом второй и третьей ступени. Полученные в результате этих вычислений линейные взаимосвязи между производительностью установки и температурными, а также скоростными характеристиками газов могут быть использованы в задаче оптимизации размеров первой ступени – пиролизера.

Построена математическая модель теплообмена, аэродинамики и химической трансформации твердого топлива в трехступенчатой установке газификации. Исследована возможность функционирования установки при производстве синтез-газа в диапазоне массового расхода от 0,1 г/с до 0,4 кг/с. В рамках рассматриваемой

работы не ставилась задача определения оптимальных характеристик установки, для решения которой требуется проведение отдельного исследования с учетом текущих цен на топливо, капиталовложения и др. Поскольку для выполнения расчетов турбулентного течения во второй ступени – эжекторе требуются существенные вычислительные ресурсы, были получены линейные соотношения между массовым расходом синтез-газа и средней температурой в третьей ступени – реактор с неподвижным слоем. При этом, показано, что функционирование конструкции соответствует ожидаемым уровням температур и скорости движения газов. Обеспечение надежной работы бункера путем управления отбором сгоревших частиц не входит в круг рассматриваемых задач, так как является тривиальным инженерным решением.

3.5 Использование математической модели газификатора для поиска оптимальных режимных условий его работы

Как показали результаты математического моделирования второй и третьей ступени установки, принципиальное влияние на характеристики технологии переработки низкосортного твердого топлива в рассматриваемой трехступенчатой схеме оказывает расчет шнекового пиролизера. В установившемся режиме определение значений температуры потока и скорости на выходе из эжектора практически линейно изменяются с ростом рабочей нагрузки, а обеспечение функционирования бункера достигается регулированием работы шнека, удаляющего сгоревший кокс. Как показано в параграфе 3.2, результаты вычисления процента преобразования зависят гиперболично от скорости движения топлива, однако обеспечение надежной работы оборудования достигается лишь при определенном распределении температуры в пространстве пиролизера и достижения необходимого времени реакции по всему поперечному сечению внутреннего объема установки. Таким образом, для поиска оптимальных сочетаний режимных параметров требуются проведения численных экспериментов с использованием математической

модели, изложенной в параграфе 3.2. В рамках проведения оптимизационных расчетов, описываемых в настоящем параграфе диссертации, было использовано допущение о поддержании необходимого уровня температуры греющих газов в первой ступени за счет подмешивания генераторного газа. Благодаря вышесказанному мы можем исключить из рассмотрения результаты расчетов эжектора и бункера и свести задачу параметрического исследования к выполнению расчетов реализованной математической модели первой ступени установки.

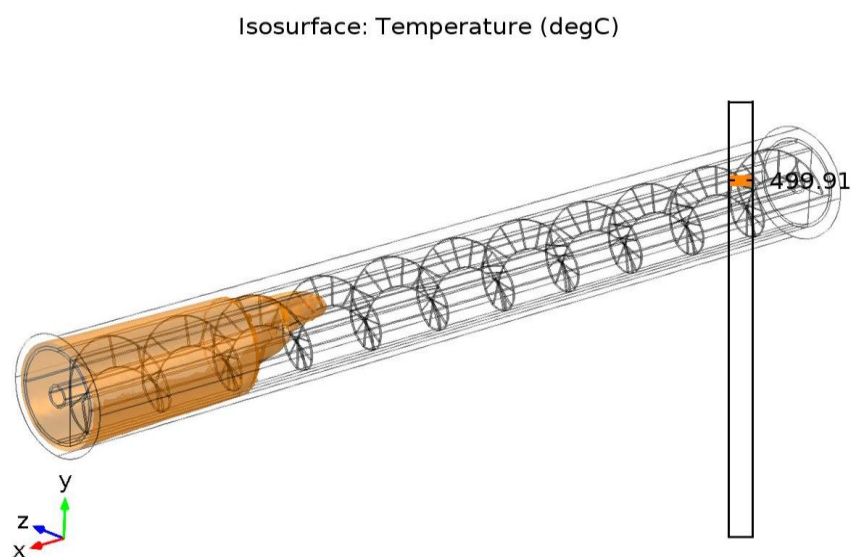


Рисунок 3.16 – Поверхность, образованная изотермой 500°C

Диапазон граничных условий в виде скорости движения твердого топлива охватывал широкие пределы от 0,1 м/с до 0,9 м/с. Рисунок 3.16 демонстрирует пример расчетной изоповерхности с температурой содержимого реактора, необходимой для реализации полной конверсии топлива. С целью более наглядного представления результатов оптимизационных расчетов рассмотрим результаты определенных профилей температуры и градиента температуры для различных скоростей движения материала (Рисунок 3.17). Легко увидеть, что в достаточно широких пределах скорости движения древесных частиц (от 0,1 до 0,5 м/с) изменение поля температур происходит в крайне узком диапазоне значений. При превышении роста скорости движения материала некоторого значения выше

0,7 м/с нахождение частиц в зоне интенсивного прогрева становится недостаточным, и необходимый уровень температуры 500 °С не достигается.

На Рисунке 3.18 приведены результаты численных экспериментов с моделью первой ступени установки при варьировании начальной температуры греющих газов в диапазоне от 497 до 637 °С. Расчеты показали, что благодаря интенсивному переносу теплоты внутри пиролизера, достигаемому благодаря разработанной конструкции, даже критическое снижение температуры источника теплоты не может существенно ухудшить надежность работы оборудования. Тем не менее, полученные результаты позволяют рекомендовать закладывать запас надежности оборудования при расчетных режимных условиях эксплуатации в 200 мм длины.

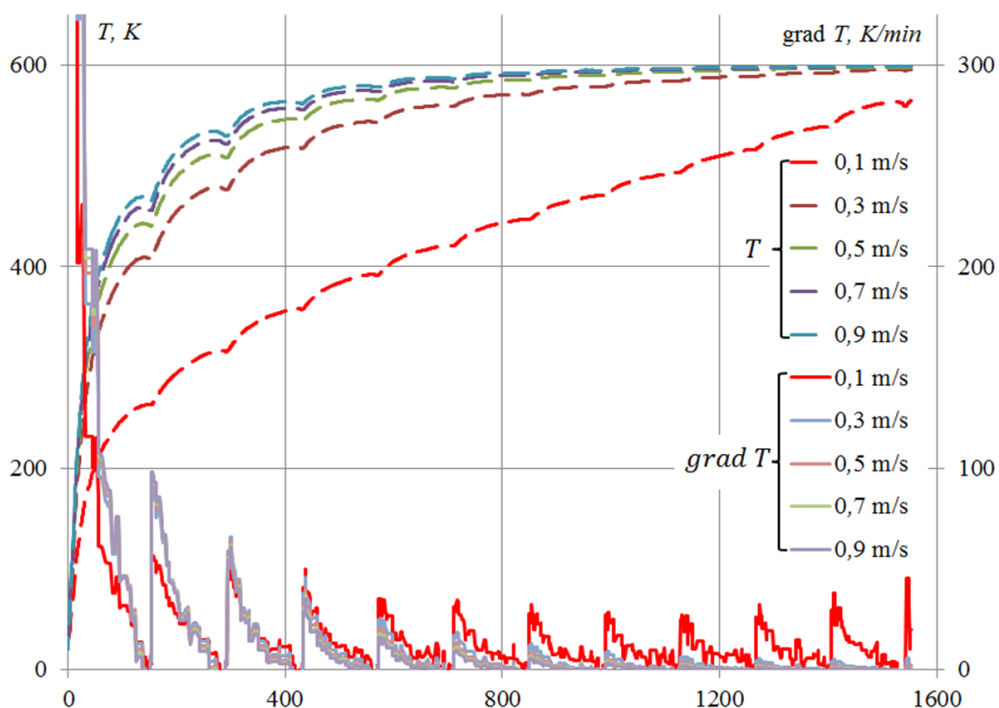


Рисунок 3.17 – Распределение температуры и ее градиента в пространстве пиролизера для различных расходов греющих газов

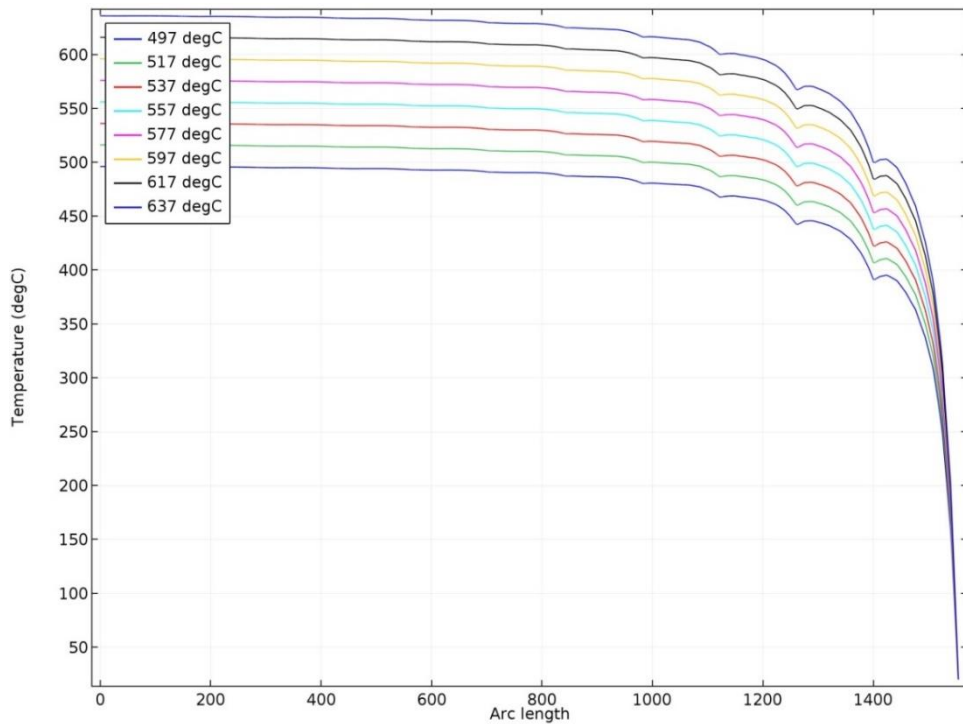


Рисунок 3.18 – Распределение температур в пространстве пиролизера для различных заданных значений температуры греющих газов

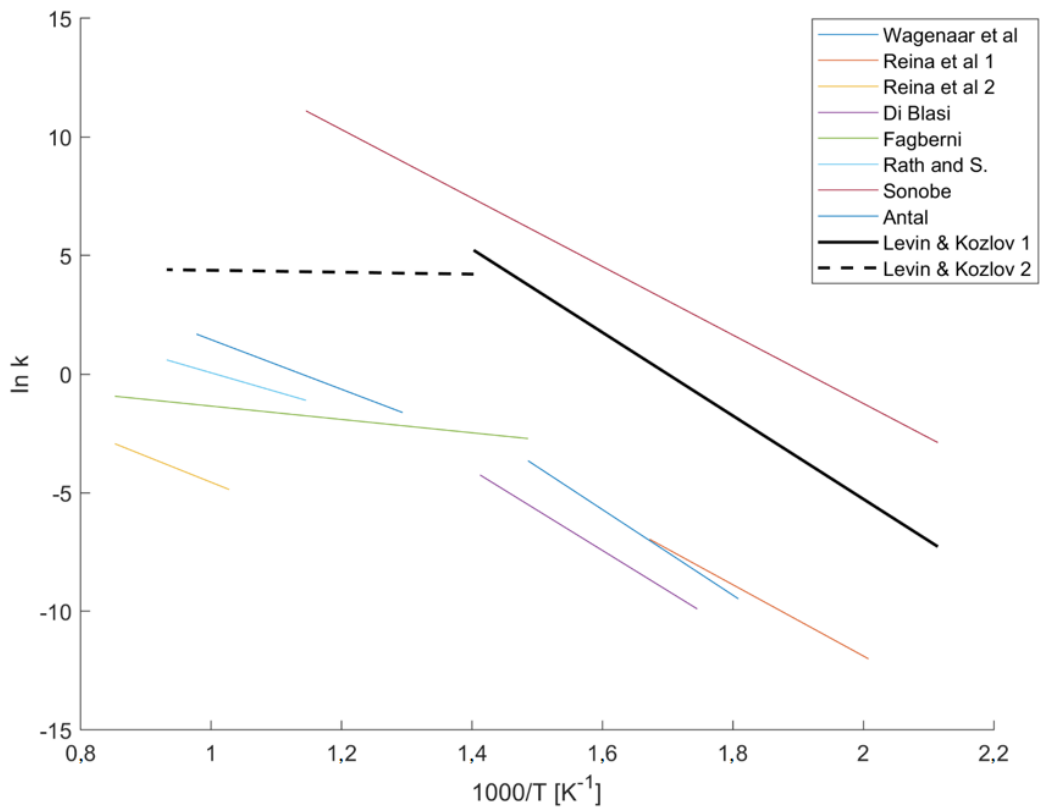


Рисунок 3.19 – Диаграмма зависимости скорости реакции разложения древесины от температуры по результатам исследований ряда авторов

Диаграмма зависимости скорости реакции разложения топлива от температуры, приведенная на Рисунке 3.19 позволяет определить общее место результатов, достигнутых при комбинированном анализе результатов численных экспериментов и данных натурального эксперимента на установке в ИСЭМ СО РАН. Сплошной линией обозначены результаты, полученные при функционировании установки в плановом режиме эксплуатации. Прерывистая линия результатов (Levin Kozlov 2) свидетельствует о недостаточности средств измерения в условиях переходных режимов.

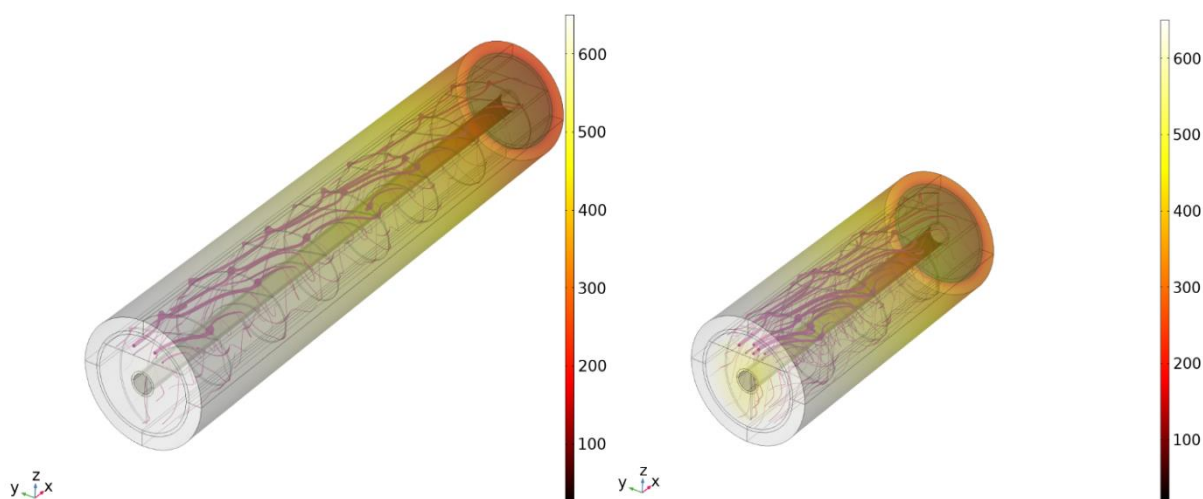


Рисунок 3.20 – Линии тока газов, образующихся в ходе трансформации низкосортного древесного топлива и поле температур для двух вариантов расчета работы пиролизера длиной 1 м (а) и 0.5 м (б)

Для определения расчетов с поиском оптимальной длины пиролизера в алгоритме построения геометрии и численной сетки, необходимых для реализации математической модели в среде Comsol Multiphysics, был реализован аппарат автоматического определения основных размеров (шаг витка, диаметр и др.). Были проведены расчеты с варьированием длины шагом в 250 мм. Примеры некоторых результатов приведены на Рисунках 3.20 и 3.21.

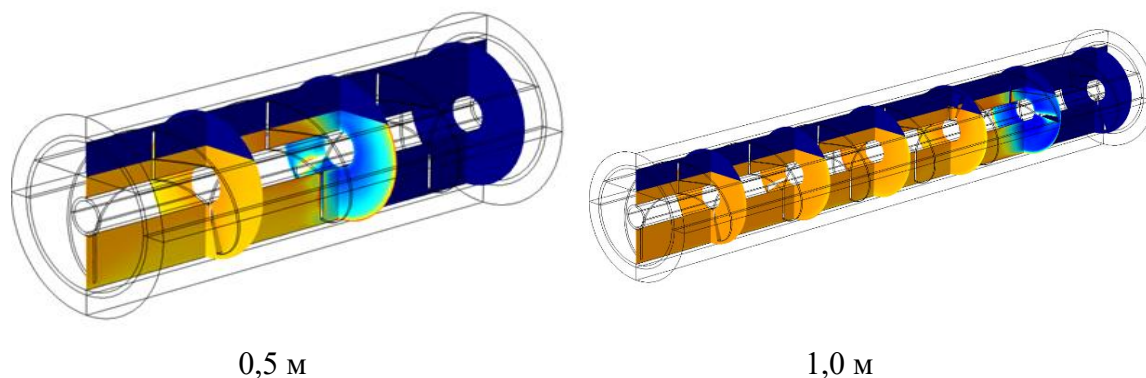


Рисунок 3.21 – Трансформация топлива в шнековом реакторе для двух вариантов длины первой ступени установки

На основании ограничений времени нахождения частиц твердого топлива при температуре, необходимой для протекания реакций пиролиза был выяснен ориентировочный диапазон возможных конструктивных реализаций разрабатываемой технологии. С учетом заложенных начальных сведений о скорости перемещения и тепловых характеристиках, оптимальная длина пиролизера находится в диапазоне от 750 до 1000 мм.

3.6 Заключение к третьей главе

С целью совершенствования технологии термохимической конверсии твердого топлива в перспективной многоступенчатой установке малой мощности разработаны математические модели трех ступеней установки, представляющие собой шнековый реактор, смешивающий эжектор и бункер. Для тестирования построенной расчетной модели эжектора были осуществлены параметрические исследования с различными значениями расхода газов на выходе из первой ступени. Результаты верификации модели, проведенные на основе данных экспериментов, осуществленных в ИСЭМ СО РАН, подтвердили невозможность апостериорного описания кинетики химических реакций и необходимость индивидуальной настройки математического обеспечения на основе эмпирических сведений. Проведенные параметрические расчеты подтвердили надежность и

устойчивость решения с практически полным повторением сходимости численных реализаций и, как следствие, одинаковыми временными затратами на каждый вариант расчета.

Результаты численного моделирования эжектора, обеспечивающего смешивание и сгорание пиролизного газа, а также результаты численного моделирования третьей ступени установки, представляющей собой реактор с неподвижным слоем твердого топлива, демонстрируют надежность разработанной математической модели установки. В результате реализации математической модели процессов тепломассопереноса и аэродинамики средствами пакета Comsol Multiphysics были получены расчетные поля температур, скоростей, плотностей сред, линий тока и прочие производные данные.

ГЛАВА 4 МЕТОДИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ОБОБЩЕНИЯ ЭМПИРИЧЕСКИХ СВЕДЕНИЙ О ПРОЦЕССАХ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ С ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ ФАЗОВЫМ СОСТОЯНИЕМ РАБОЧЕГО ТЕЛА

Данная часть диссертации посвящена вопросам поиска оптимального выбора методов обработки эмпирических сведений, а именно – обобщению массива эмпирических данных обладающих стохастическим характером. В параграфе 4.1 содержатся результаты применения разработанных методических подходов к определению максимального диаметра парового пузыря при вскипании недогретого потока жидкости. Параграф 4.2 посвящен проблеме определения плотности центров парообразования на теплоотдающей поверхности и температуры начала фазового перехода при условии интенсивного тепловыделения в недогретую до температуры насыщения жидкость. В параграфе 4.3 на примере определения перепада давления в каналах с течением двухфазного потока изложены результаты применения двухстадийного подхода к обобщению данных натурального эксперимента при поиске аппроксимационных зависимостей, основанного на решении задачи нелинейного математического программирования, позволяющего в том числе учесть свойства измерительной аппаратуры.

4.1 Отрывной диаметр пузыря при нестационарном кипении

Одним из впервые разработанных, но по-прежнему широко используемых подходов, был способ определения размера пузыря предложенный в работе Фриц [70]. Его модель основана на идее достижения условия равенства сил Архимеда и поверхностного натяжения. Уравнение для размера пузыря, полученное на основе этого предположения, выглядит следующим образом:

$$D_d \approx \theta \sqrt{\sigma / g(\rho_f - \rho_g)}, \quad (4.1)$$

где θ – контактный угол смачивания, g – ускорение свободного падения, ρ_f, ρ_g – плотность жидкой и газовой фазы.

Коул, обобщая экспериментальные результаты кипения воды и органических жидкостей при атмосферном и субатмосферных давлениях, исключил контактный угол как практически трудноопределяемый параметр, однако его модель учла динамические свойства пузыря. Им было предложено улучшение модели отрывного диаметра, добавляя в зависимость число Якоба, тем самым вводя зависимость от температуры горячей поверхности.

Иши [87] показал на массиве экспериментальных данных, что зависимость Фрица (4.1) должна быть дополнена учетом влияния давления:

$$D_d = 0,012 \left(\frac{\rho_f - \rho_g}{\rho_f} \right)^{0.9} D_{d.f}. \quad (4.2)$$

Здесь $D_{d.f}$ – размер пузыря, определенный по формуле (4.1)

Другим широко распространенным подходом к определению динамики пузырей вообще, и максимального их размера в частности, является механистический взгляд на поведение газового пузыря на твердой поверхности. Работа Клауснера [99] наиболее часто упоминается как основа для современных вариантов этого подхода. В ней рассмотрены силы, приложенные к пузырьку на поверхности, а именно: сила поверхностного натяжения, инерционные компоненты, связанные с ростом пузыря и вынужденным движением ядра потока жидкости, сила Архимеда. Механистическая модель предлагает рассматривать момент отрыва пузыря как достижение нуля суммы действующих на него сил. Клауснер провел верификацию этого подхода на основе данных по вынужденному течению недогретого потока R113. Впоследствии Коломбо [56] модифицировал этот подход, уточнив описание сил поверхностного натяжения и включил в модель вклад от испарения микрослоя. Свое описание на основе этого подхода представили в работе Зенг и Мэй [131], обобщив данные при кипении в объеме.

Практически все существующие подходы ограничены определенным набором режимных условий, для которых были определены эмпирические

коэффициенты, составляющие неотъемную часть математического описания. Здесь необходимо упомянуть последовательную критику механистических подходов, высказываемую группой исследователей из Московского Энергетического Института. Основные претензии, высказываемые ими на различных форумах и в печатных научных изданиях, относятся к справедливости применения кинематического анализа к пузырю газа, масса которого ничтожна в сравнении с массой окружающей его жидкости. Также вполне аргументированно указывается на изменчивость формы пузыря, его границы под воздействием внешних сил могут искажаться, тем самым активно участвуя в процессе передачи импульса. Что же касается демонстрации успешной верификации моделей на экспериментальных данных, критика объясняет их относительную успешность ограниченным выбором режимных условий, что в конечном счете разрешается введением большого числа дополнительных коэффициентов. В свою очередь группа МЭИ представила аналитическое решение для отрыва газового пузыря на срезе капилляра, которым в данном случае является устье впадины – место образования пузыря [10]:

$$D_d = 2,72 \left(0,3 Ja + \sqrt{0,09 Ja^2 + 12 Ja} \right)^{4/3} \left(\frac{a^2}{g} \right)^{1/3}. \quad (4.3)$$

Рекомендуемый диапазон применения описывается диапазоном числа Якоба $Ja = 3 \div 100$. Вывод этой формулы, в том числе, опирается на принцип Даламбера, исходя из равенства нулю сил, приложенных к пузырю, в любой момент времени. Таким образом, справедливость аргумента о принципиальной невозможности соотнесения приложенных к пузырю сил и его размера не представляется методически корректным. Будет вернее сказать, что во многих существующих реализациях механистического подхода применение принципа Даламбера теоретически необоснованно, так как единственно верный способ для этого подхода заключается при использовании межфазной границы в качестве объекта приложения, но не для газовой области внутри пузыря.

К настоящему моменту предложено существенное количество расчетных зависимостей для предсказания максимальных диаметров. В своей работе [165], Проданович обобщил максимальный диаметр пузыря в следующем виде

$$D_m = \frac{\rho_L \alpha_L^2}{\sigma} \left[A Ja^b \theta^c \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^d Q^e \right], \quad (4.4)$$

где $Ja = \frac{\rho_L C_{pL} (T_w - T_s)}{\rho_V \gamma}$, $\theta = \frac{T_w - T_0}{T_w - T_s}$, $Q = \frac{q}{\rho_L v r}$, ρ – удельная плотность, α – коэффициент температуропроводности, σ – коэффициент поверхностного натяжения, C_p – теплоемкость, T – температура, γ – скрытая теплота фазового перехода, q – тепловой поток, v – скорость жидкости, индекс L относится к жидкой фазе, V – к паровой фазе, w – стенка нагревателя, 0 – ядро потока жидкости, s – условия насыщения. Рисунок 1.6 представляет приложение выражения (1.4) к существующим данным. Результаты расчета коэффициентов A , b , c , d , e , приведенные в [165, 157], были сопоставлены с результатами эксперимента и приведенными в таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Коэффициенты аппроксимации (4.4)

	A	b	c	d	e
Проданович	236,7	-0,58	-0,88	1,77	0,138
Левин	236,8	2,59	-0,35	-1,91	-1,68

Легко заметить, что значения коэффициентов e и b , выражающие влияния теплового потока и температуры теплоотдающей поверхности, при попытке обобщения зависимостью (4.4) не только различаются по величине, но и имеют обратные знаки. Это отражает отличие в характере влияния режимных условий на характеристики зарождаемого пузыря для нестационарного случая. Исходя из этого предположить, что всё многообразие возможных распределений температур

жидкости вблизи поверхности невозможно учесть с помощью критериальных зависимостей вида (4.4).

Другой способ определения максимального размера пузыря, опубликованный Уналом [198] основывается на определении баланса тепла для пузыря, одна часть которого погружена в перегретый слой жидкости, а другая окружена жидкостью, недогретой до температуры насыщения:

$$D_m = 1,21ab^{-0,5}, \quad (4.5)$$

где $a = \frac{(1-m)k_L(T_w - T_s)}{\rho_V r \sqrt{\pi \alpha_L}}$, $b = \frac{m\phi C(T_s - T_0)}{1 - \rho_V / \rho_L}$, k – коэффициент теплопроводности.

Коэффициент m представляет собой долю площади поверхности пузырька, покрытой переохлажденной жидкостью при температуре T_0 . Согласно [198], коэффициенты ϕ и C для данного условия равны 1 и 65 соответственно. Доля площади охлаждения $m = 0,3$ была указана как лучшая для аппроксимации данных эксперимента в [89] и 0,5 для данных в [198]. Однако $m = 0,8$ дает лучшие результаты применительно к данным, полученным при нестационарных условиях. По определению, m связано с положением изотермы T_s следующим образом:

$$m = 1 - \delta_s / D_m, \quad (4.6)$$

где δ_s – толщина перегретого слоя жидкости. В настоящем исследовании, δ_s определяется путем численного решения уравнений динамики, благодаря чему может быть рассчитано температурное поле с необходимым пространственным и временным разрешением. Можно видеть, что для всех случаев нестационарного разогрева m изменяется в диапазоне от 0,6 до 0,92. Это подтверждается также наблюдением за эволюцией пузырей в проходящем свете (Рисунок 4.1), где при нестационарном прогреве пристенного слоя жидкости максимальные значения диаметров пузырей увеличиваются быстрее, чем толщина перегретого слоя. Таким образом, различия в значениях m при использовании балансовой модели для описания различных опытных данных [89] и [198] могут объясняться неодинаковыми профилями температур вблизи теплоотдающих поверхностей. Отсюда следует вывод о необходимости уточнения вкладов в баланс энергии через

численное решение уравнения теплопередачи через межфазную границу. Здесь стоит упоминания работа [99], где показана важность детального численного расчета вблизи межфазной границы. Также можно предположить, что в случае нестационарного тепловыделения быстрый рост фактора m к значениям более 0,9 может помочь в предсказании перехода от пузырькового кипения к образованию крупных паровых конгломератов. Температура теплоотдающей стенки при этом не достигает значений предельного перегрева, и переход к кризису кипения осуществляется через образование плотноупакованного слоя пузырей.

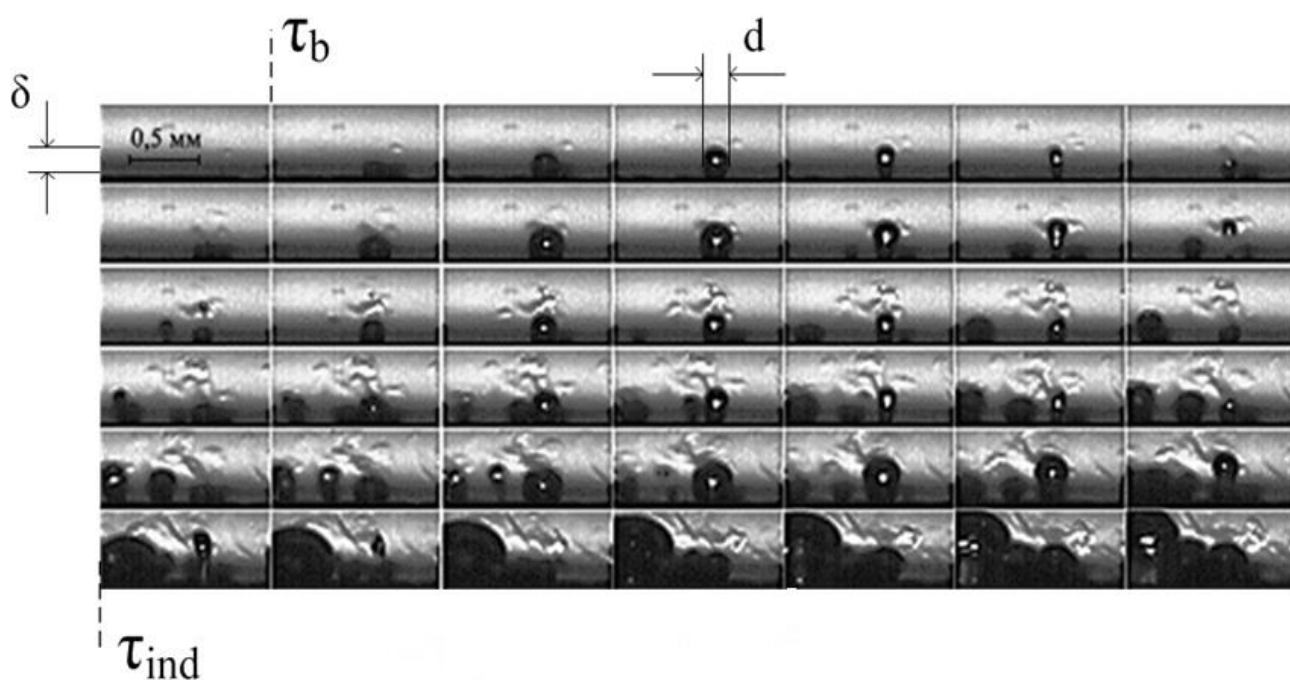


Рисунок 4.1 – Видеокадры периодического роста и коллапса пузырей на поверхности нагревателя

Данные эксперимента по максимальному диаметру пузырька [113] сравнивались с теоретическими предсказаниями с использованием как исходного, так и модифицированного значений коэффициента. Подход основанный на тепловом балансе оказался более перспективным для аппроксимации как стационарных, так и нестационарных данных без серьезных изменений, так как эта модель не включает произвольные коэффициенты. Однако физический смысл параметра m

кажется неоднозначным. Уравнение теплового баланса можно улучшить, используя информацию о фактическом температурном поле вокруг пузыря.

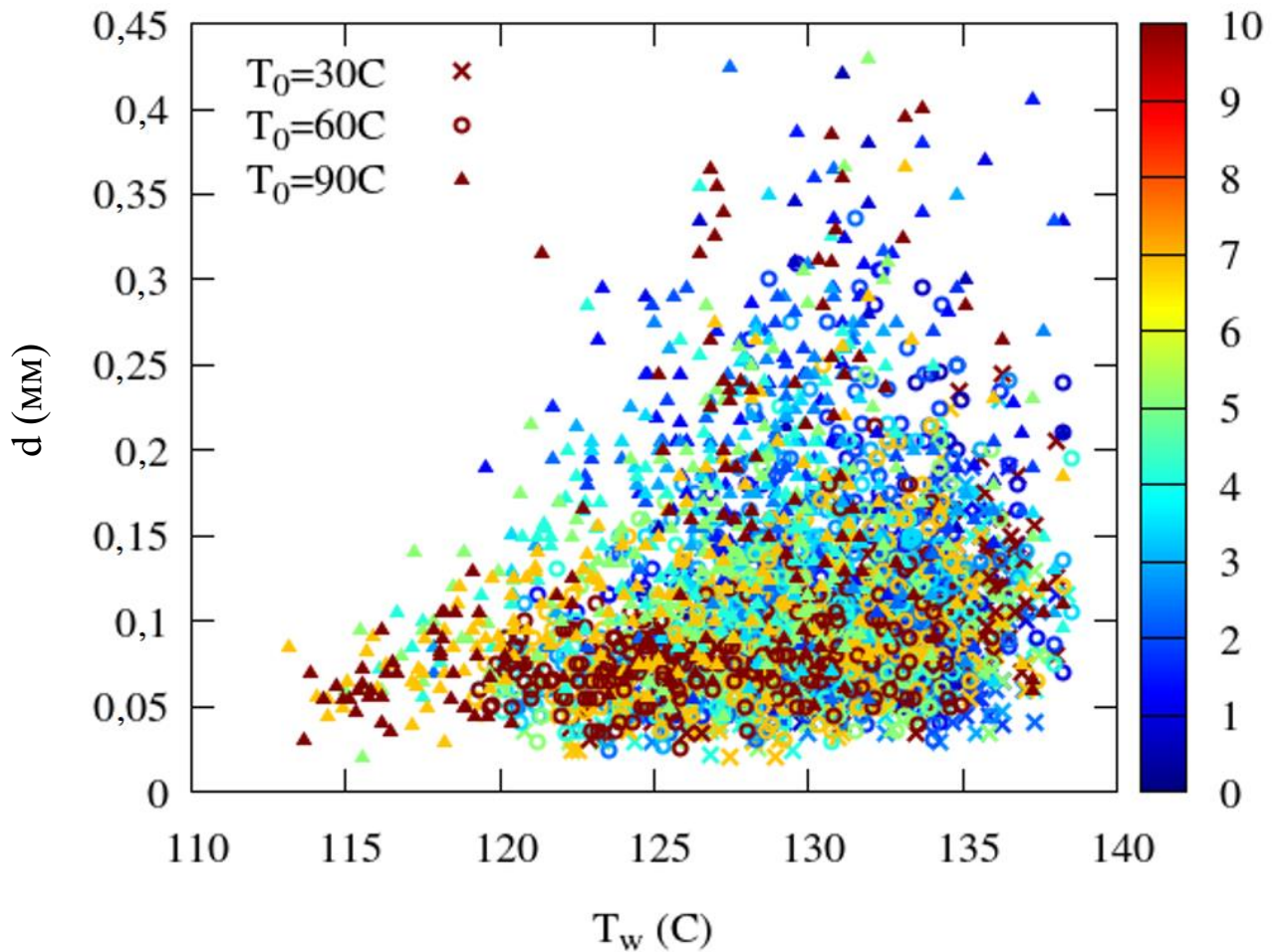


Рисунок 4.2 – Максимальные диаметры пузырей в опытах с нестационарным тепловыделением

Следует обратить внимание, что представленные в работе расчеты описывают лишь случай ступенчатого тепловыделения, поэтому не могут носить обобщающий характер для всех случаев нестационарного кипения. Для построения общей модели взрывного вскипания, характеристики пузырькового кипения должны рассчитываться на основе детализированных полей температур в жидкости с учетом теплообмена на межфазной границе.

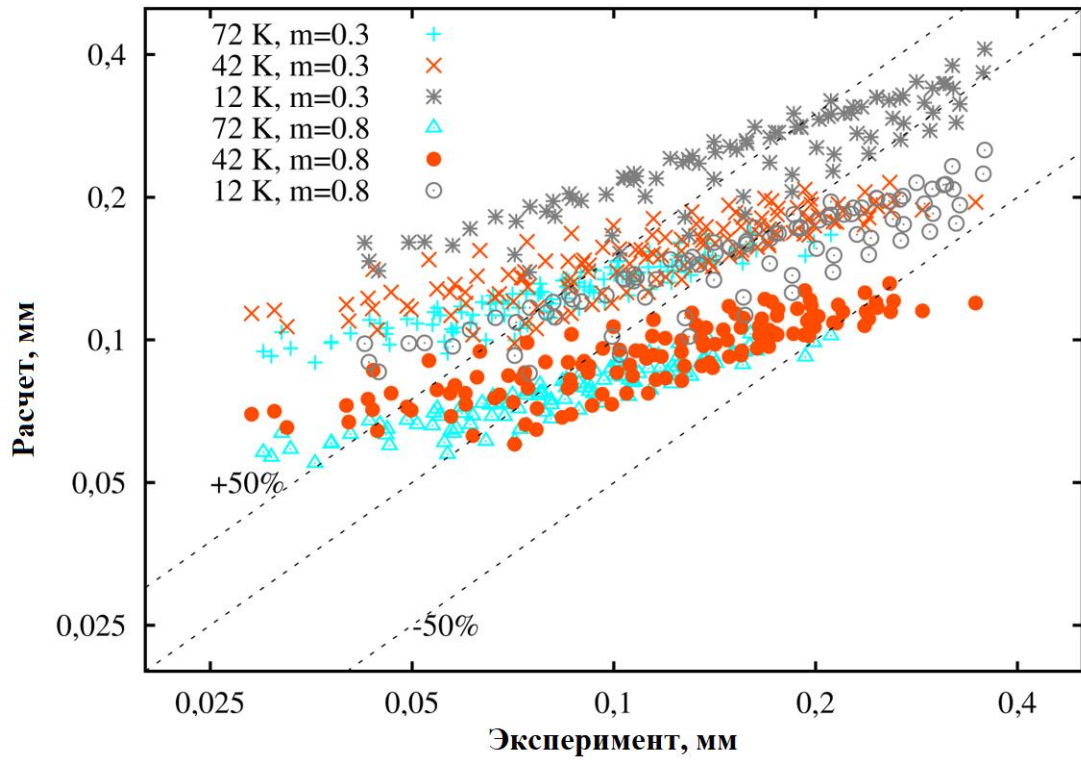


Рисунок 4.3 – Влияние теплового потока и температуры поверхности на толщину перегретого слоя жидкости

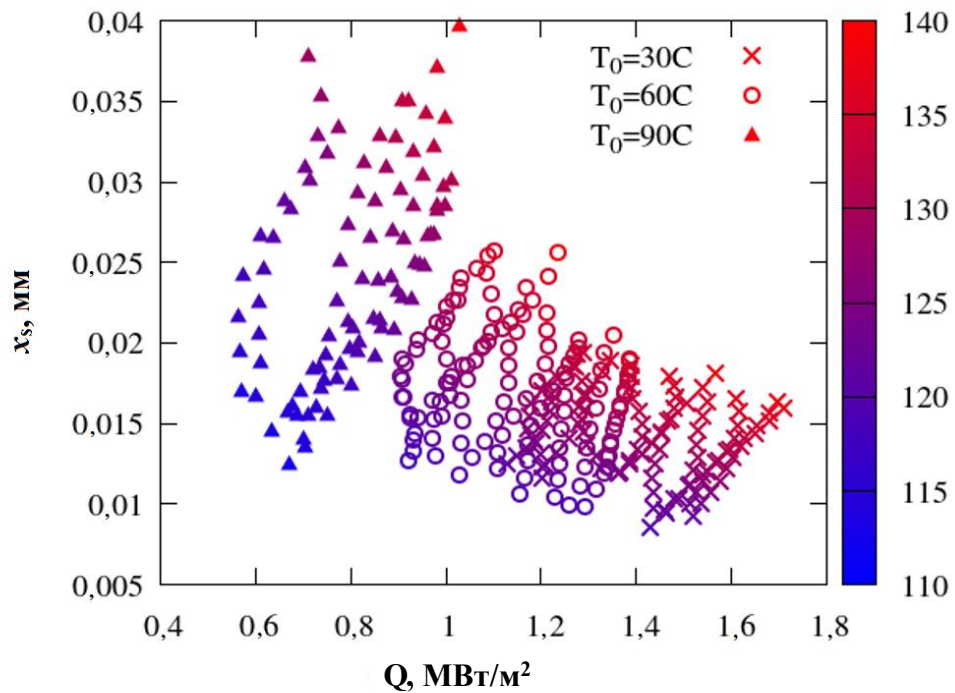


Рисунок 4.4 – Результаты предсказания максимального размера пузыря, полученных по модели Продановича для различных значений коэффициентов

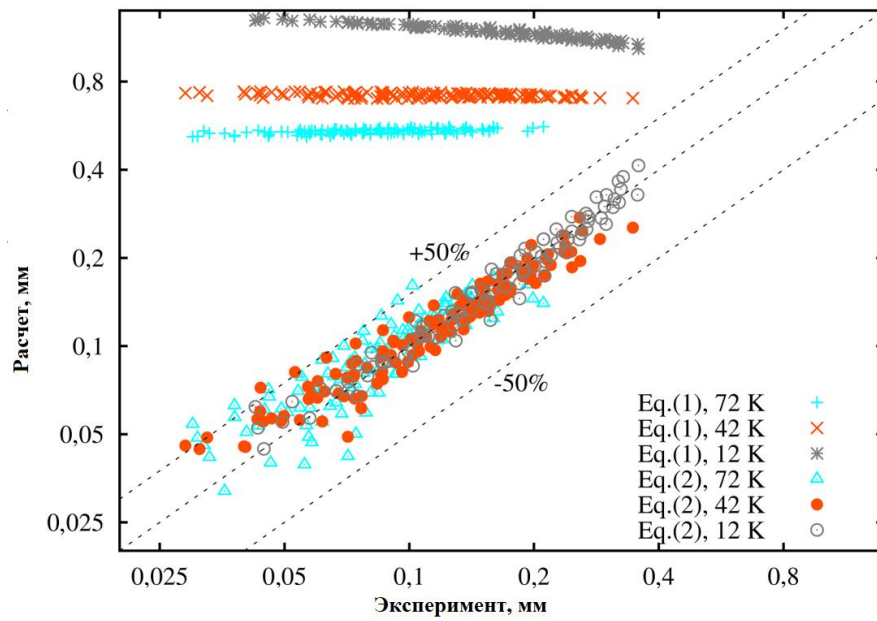


Рисунок 4.5 – Результаты предсказаний максимальных диаметров по модели Сонг для различных значений доли поверхности пузыря m в сопоставлении с экспериментальными данными

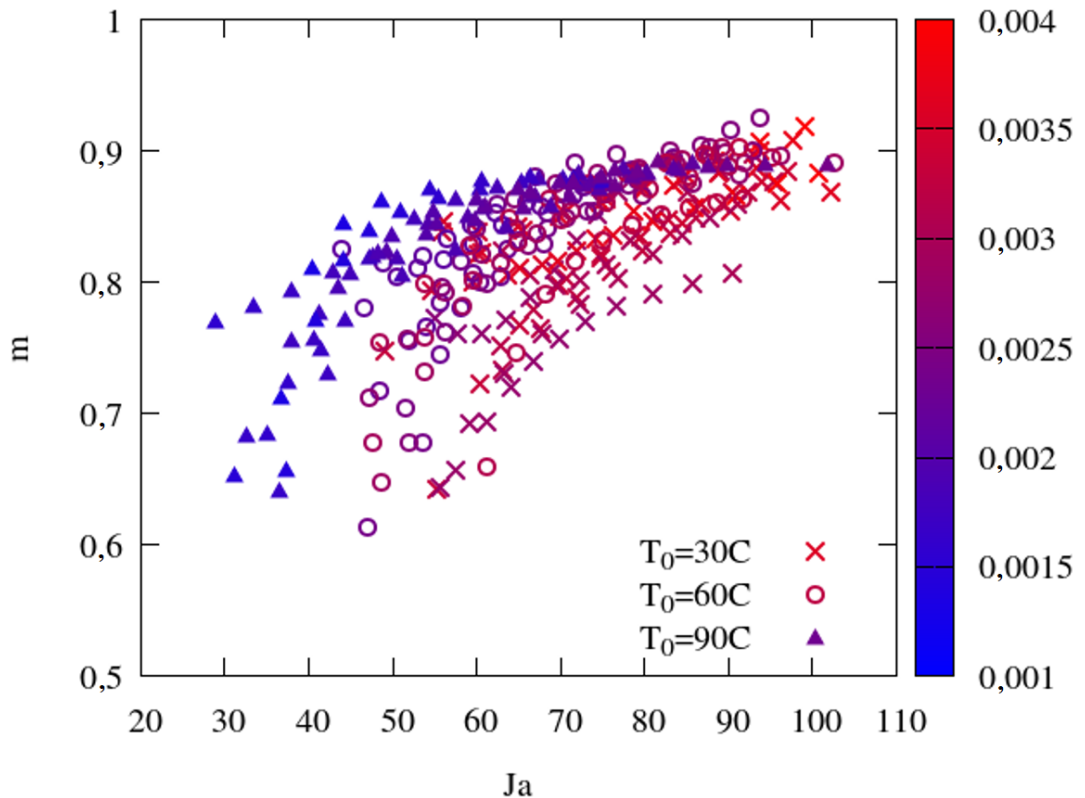


Рисунок 4.6 – Доля поверхности пузыря контактирующей с недогретой жидкостью в процессе нестационарного кипения

Описание алгоритма определения усредненного диаметра. Видеофайл с наблюдением за процессом пузырькового кипения на твердой поверхности был разбит на кадры. Изображения кадров были отфильтрованы, чтобы устранить закономерности, связанные с градиентами температуры воды, оставив только пузыри на почти однородном фоне. Затем пузыри были помечены вручную, сохраняя лист данных со следующими столбцами для каждого эксперимента: номер измерения, левый верхний угол пузыря – (x_1, y_1) , правый нижний угол пузыря – (x_2, y_2) , номер кадра – n_f . Эти данные обрабатывались в несколько этапов.

Алгоритм поиска средневзвешенных значений

0. Координаты были переведены из пикселей в миллиметры согласно калибровочному изображению.

1. Диаметр и центр пузырьков рассчитывались следующим образом.

$$d = ((x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2)^{0.5};$$

$$x_c = (x_1 + x_2)/2; y_c = (y_1 + y_2)/2.$$

На основе имеющихся опытных данных были найдены диаметры от 0,005 мм до 0,5 мм.

2. Номер кадра для каждого пузыря преобразуется в значение времени в миллисекундах, используя значение частоты кадров, составившей, в данной серии опытов, 20480 кадров в секунду, что соответствует немного меньше 0,05 мс на кадр.

3. Начало отсчета времени синхронизировано со временем нагрева, которое было определено как начало быстрого роста электрического тока в измерениях.

4. Диаметр пузырьков извлекался из экспериментальных данных следующим образом:

4.1. Средневзвешенные по объему диаметры были найдены для каждого эксперимента с учетом всех пузырьков, достигающих максимального диаметра за временной интервал 0,25 мс.

4.2. Усредненные по объему диаметры для каждого эксперимента были аппроксимированы квадратичным полиномом от времени.

4.3 Было выбрано несколько точек, равномерно расположенных вдоль линии тренда.

Исходные данные по максимальным диаметрам пузырьков, средневзвешенные значения и тренд с выбранными точками для одного эксперимента показаны на Рисунке 4.7.

5. Частота нуклеации определялась как величина, обратная интервалу времени, в течение которого пузырьки достигают своего максимального диаметра в одном и том же центре зародышеобразования. Решение этой подзадачи было найдено следующим образом:

5.1 Пузырьки всех экспериментов были автоматически разделены на кластеры размером 0,07 мм, используя евклидово расстояние от центра каждого пузырька до центра кластера. Центр кластеров был рассчитан с использованием веса 1 для всех пузырьков. Кластеры располагались в порядке убывания размера кластера, который определялся как количество пузырей во всех экспериментах, включенных в этот кластер.

5.2. Данные каждого эксперимента были отфильтрованы путем выбора локального максимума диаметров пузырьков для каждого кластера в соответствии со следующим правилом: данные пузырьков отбрасываются, если существует пузырь большего размера в том же кластере в непосредственно предшествующем кадре, или существует пузырь того же или большего размера сразу после кадра.

5.3. Был рассчитан период времени между каждой парой последовательных максимальных диаметров для одного и того же эксперимента и одного и того же кластера.

5.4 Частота рассчитывается как величина обратная периоду времени.

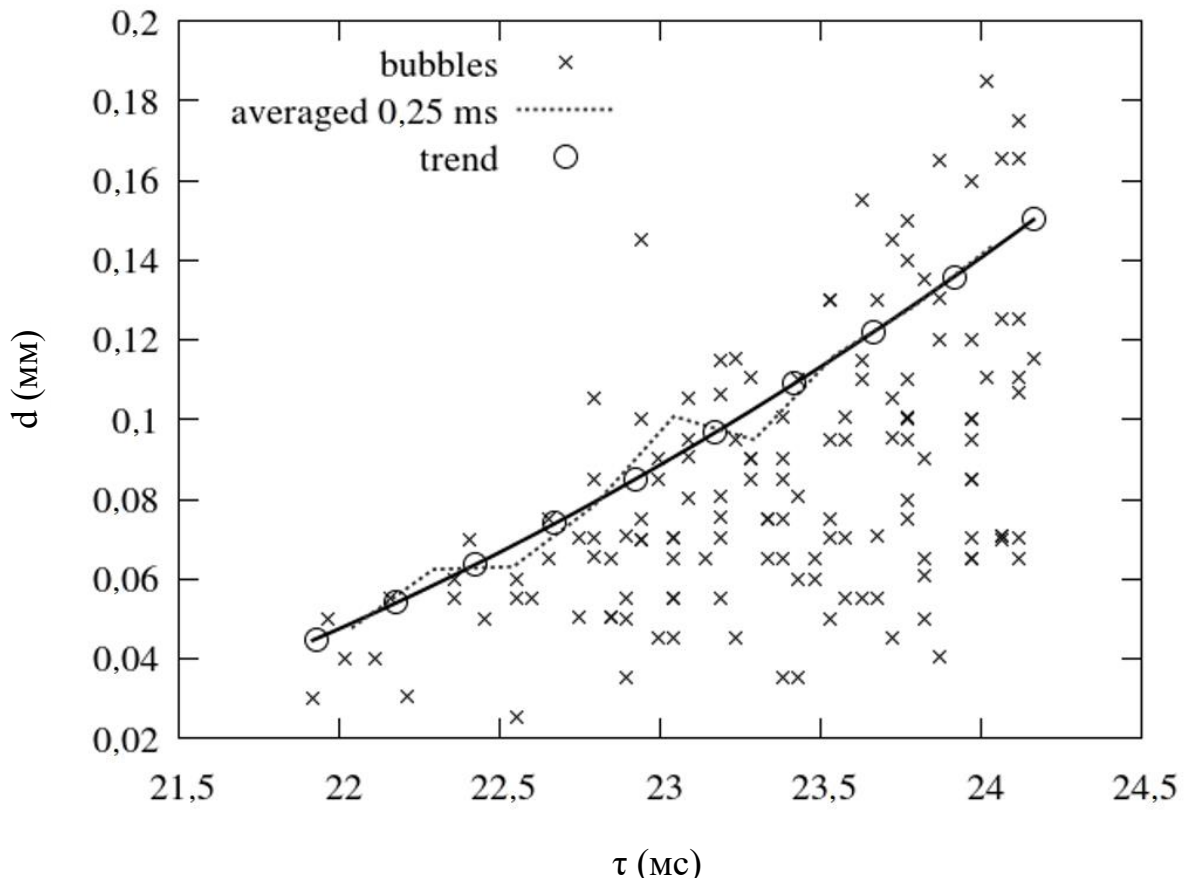


Рисунок 4.7 – Обработка опытных данных на примере динамики размеров пузырей в течение однократного импульсного тепловыделения.

Условия эксперимента: $\Delta T_{\text{sub}}=72$ К, $dT_w/dt=3664$ К/сек

Сопоставление исходных данных, а также измеренных значений максимальных диаметров и частот нуклеации, с экспериментами, представленными в некоторых работах приведено в таблице 4.2. Можно было бы ожидать схожих значений измеренных максимальных диаметров пузырей и частот нуклеации в результатах полученных для нестационарного кипения и данных [165, 181]. Однако, в случае нестационарного тепловыделения при достижении высокого уровня перегрева стенки прилегающий к ней слой жидкости остается существенно недогретым, что приводит к сокращению времени жизни пузыря, и, как следствие, к меньшим значениям максимальных диаметров пузырей. Для изучения динамики пристенного слоя с формирующимися пузырями был применен шпирен–метод

видеосъемки (Рисунок 4.1). Представленные кадры демонстрируют циклическую нуклеацию после образования первых пузырей (τ_b), а затем переход к взрывному вскипанию после непродолжительной стадии пузырькового кипения.

Таблица 4.2 – Пример характеристик пузырькового кипения

	Левин	Prodanovic	Chu	Situ
Количество данных	330 (средне взвешенных по объему)	54	125	91
Ja	37,6÷111,5	13÷111,3	20,2÷41,6	5,6÷19,3
Давление, кПа	110	106; 202; 303	139÷152	101
Скорость жидкости, м/с	0,22	0,08÷0,84	0,31÷0,733	0,487÷0,939
Тепловой поток, кВт/м ²	564÷1760	100÷1200	133,4÷355,6	60÷206
Недогрев, К	12; 42; 72	10÷60	1,1÷24,0	1,5÷20
Максимальный диаметр пузыря, мм	0,03÷0,36	0,37÷3,24	0,6÷1,73	0,176÷0,605
Частота нуклеации, Гц	445÷10 ⁴	55÷1250	40÷317	Нет сведений

Последовательные стадии роста и коллапса пузырьков сопровождаются несущественным увеличением толщины теплового пограничного слоя δ . При этом, максимально достигнутые размеры пузырей существенно превышают толщину перегретого слоя δ_s , что подтверждается численными расчетами. Отрывной диаметр пузыря меняется от $\frac{1}{2}$ до $\frac{2}{3}$ максимального диаметра в различных реализациях нестационарного кипения. Благодаря сильной зависимости коэффициента преломления света от температуры жидкости отчетливо

наблюдается прогревание окрестностей места нуклеации после схлопывания пузырей. Сочетание постепенного роста максимальных диаметров пузырей и прогрева пристенного слоя жидкости в определенный момент времени (τ_{ind}) приводит к взрывному росту объема паровых структур. Образующиеся далее группы пузырей смыкаются, создавая плотно упакованный слой, после чего происходит кризис кипения.

Представленные на Рисунке 4.8 значения демонстрируют существенный разброс значений максимальных диаметров в процессе нестационарного тепловыделения. Для анализа были выбраны средневзвешенные по объему значения максимальных диаметров пузырей. Наблюдения охватывали период от возникновения первых пузырьков размером около 0,05 мм вплоть до смыкания образующихся пузырей размерами более 0,3 мм. Дальнейшее развитие пузырькового кипения на поверхности приводило к существенной неопределенности в значениях температур жидкости в окрестности пузырей, а также существенному отличию в эволюции паровых структур.

Сопоставление данных по частоте нуклеации в условиях нестационарного тепловыделения представлено на Рисунке 4.11. Уменьшение частоты с ростом значений максимальных диаметров пузырей согласуется с общепринятыми представлениями о незначительных вариациях средней скорости роста пузыря. Средняя скорость роста пузыря для всего массива опытных данных составила 0,5 м/с. В сравнении с опытными данными, полученными для стационарного кипения [88, 89, 165] в настоящем исследовании фиксируются существенно более низкие значения максимальных диаметров, и, как следствие, к высоким значениям частоты нуклеации (порядка 5 кГц). Можно также отметить, что с ростом теплового потока частота нуклеации уменьшается, а с ростом температуры стенки – растет. Это можно объяснить существенной нестационарностью процесса прогрева пристенного слоя жидкости, в результате чего толщина перегретого слоя жидкости меньше для больших значений теплового потока.

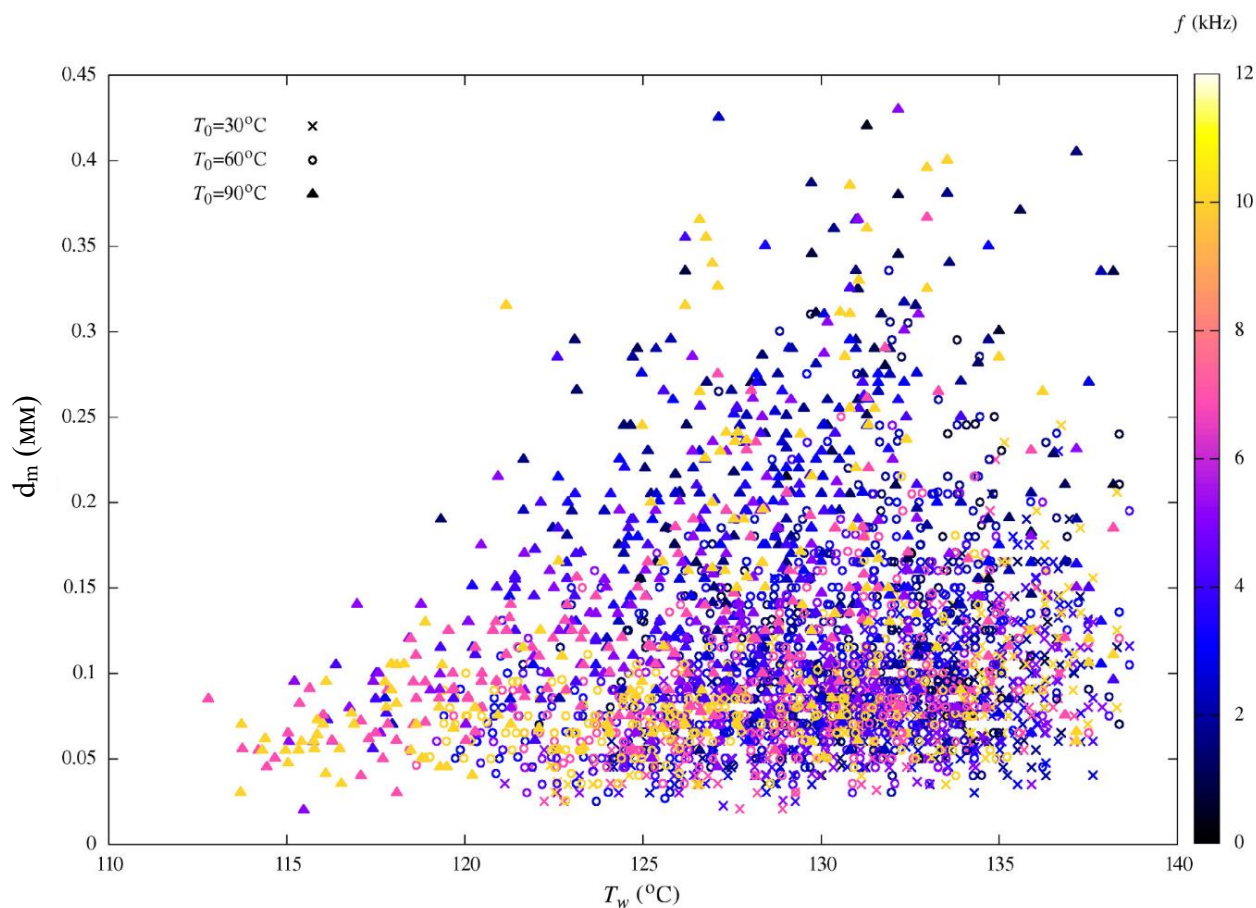


Рисунок 4.8 – Максимальные диаметры пузырей в зависимости от температуры стенки при различных уровнях недогрева

Результаты сопоставления полученных данных для различного уровня мгновенной тепловой мощности приведены на Рисунке 4.9. С ростом значения мгновенной тепловой мощности происходит уменьшение значений максимальных диаметров. Широко известна тенденция к росту размера отрывного диаметра при увеличении теплового потока. Наблюдения в экспериментах Продановича [165] показывали различия в характере зависимости отрывных диаметров от теплового потока. Так, для малых уровней теплового потока, увеличение диаметров происходило с ростом теплового потока. При больших уровнях, значения диаметров пузырей оставались практически неизменными. В работе [52] было отмечено отсутствие выраженного влияния теплового потока на значения отрывного диаметра. В более ранних исследованиях [31] отмечалось увеличение значений отрывного диаметра при росте теплового потока.

Что касается полученных автором экспериментальных данных, обратную зависимость значений максимальных диаметров от теплового потока можно объяснить нестационарным характером тепловыделения. При высоких значениях теплового потока температура поверхности быстрее достигает значения температуры нуклеации, в результате чего толщина перегретого слоя жидкости будет меньше. Как видно из Рисунка 4.4 в каждой отдельной реализации нестационарного вскипания рост теплового потока сопровождается соответствующим увеличением толщины перегретого слоя. В то же время при одинаковых значениях температуры поверхности толщина перегретого слоя жидкости уменьшается с ростом теплового потока. Характер влияния начальной температуры совпадает с наблюдениями других исследователей – при увеличении недогрева происходит уменьшение значений диаметра пузыря.

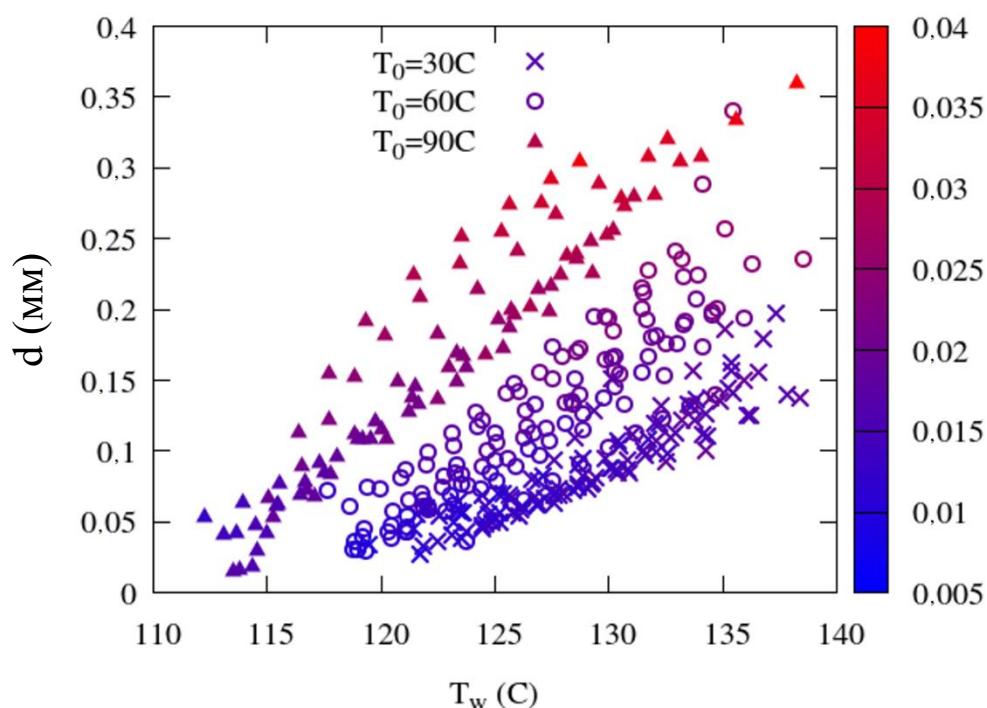


Рисунок 4.9 – Средневзвешенные по объему максимальные диаметры пузырей в зависимости от температуры стенки

4.2 Температура начала кипения и плотность центров нуклеации

Обширное развитие средств моделирования, а также расширение требований к детализации результатов численного моделирования вызвали большой интерес к созданию новых подходов (Sato [178], Gilman [75]), основанных на учете пространственного распределения основных параметров (температура, давление, паросодержание). В то же время, расширение возможностей экспериментальных исследований позволило существенно расширить базу данных по динамике паровых структур в условиях стационарных и нестационарных тепловых потоков. В ряде работ [52, 181], были продолжены исследования по экспериментальному определению и построению моделей для предсказания основных характеристик пузырькового кипения – максимального диаметра, частоты нуклеации и плотности центров парообразования. В работе Chen (2016) [47] исследовались нестационарные условия с периодическими пульсациями теплового потока. Была продемонстрирована взаимосвязь между ключевыми характеристиками пузырькового кипения и уровнем теплового потока. В работе Gu (2017) [81] исследовано применение RPI (Rensselaer Polytechnic Institute) пристеночной модели кипения для давлений вплоть до 15 МПа. Численная верификация авторов показала, что подход Unal [198] является наиболее подходящим для определения отрывного диаметра из рассмотренных ими. В исследованиях [88, 89] представлены результаты экспериментального изучения, а впоследствии и верификации предлагаемого авторами развития механистической модели пузырькового кипения. Стоит отметить, что обобщение экспериментальных данных разными авторами привело к разным оценкам значения отношения диаметра пузыря и толщины перегретого слоя жидкости. Таким образом, в настоящий момент успешно разрабатываются численные коды, основанные на предположениях о постоянстве теплового потока или температуры греющей поверхности. При этом, в виду невозможности охвата всех возможных условий кипения, разработанные коды опираются на полуэмпирические модели при определении характеристик пузырькового кипения.

Оценивая важность экспериментальных исследований на негладких поверхностях следует отметить, что существенная часть работ в последнее время [140, 200] связана уже с решением задачи интенсификации теплообмена путем нанесения наноразмерных частиц или различной модификации теплоотдающей поверхности. Однако успехи достигнутые в этом направлении вряд ли можно экстраполировать на условия нестационарного кипения. В то же время, исследования нестационарного кипения по-прежнему слабо представлены как в области экспериментального изучения, так и в области получения надежных зависимостей основных характеристик пузырькового кипения и теплообмена в целом. Востребованность подобных исследований сохраняется, что заставляет в прикладных целях проводить эксперименты на установках, являющихся прототипами реального энергетического оборудования, что не позволяет извлекать детализированную информацию об отдельных стадиях теплообмена.

В связи с этим, при рассмотрении задачи нестационарного пузырькового кипения представляет особый интерес использование технических поверхностей, обладающих умеренной шероховатостью. В выполненном автором диссертации исследовании [126] были представлены первичные сведения о динамике максимальных диаметров пузырьков в условиях нестационарного теплового потока. Для расчета температурных профилей и тепловых потоков была использована гомогенная модель течения жидкости вокруг теплоотдающей цилиндрической трубки диаметром 12 мм. Результаты сопоставления экспериментальных данных с предсказаниями по [89, 165] продемонстрировали несостоятельность применения аналитических подходов. Результаты экспериментов показали, что для одних и тех же значений температуры стенки большим значениям максимальных размеров пузырей соответствуют меньшие тепловые потоки. Измеренные в опытах значения диаметра пузырей приблизительно в 10 раз меньше, а частоты нуклеации в 10 раз выше, чем представленные в результатах экспериментов со стационарными тепловыми потоками в работе Продановича. Как показывает анализ чисел Фурье, высокий

уровень нестационарности можно соотнести к меньшим размерам пузырей и большим значениям температуры поверхности. Численное определение поля температур показало взаимосвязь между толщиной перегретого слоя и размером пузырей. Однако использованная в нашей предыдущей главе численная модель теплообмена являлась чисто гомогенной, не учитывающей теплообмен, связанный с существованием пузырей на поверхности. В настоящем параграфе представлены результаты уточненных расчетов теплового состояния пристенного слоя жидкости в условиях нестационарного тепловыделения, а также новые экспериментальные результаты по определению температуры начала появления паровой фазы и плотности центров парообразования. Одним из наблюдений, послуживших побуждением для представленного исследования, служит тот факт, что ни одно аналитическое приближение не может охватить всевозможные режимы нестационарного тепловыделения.

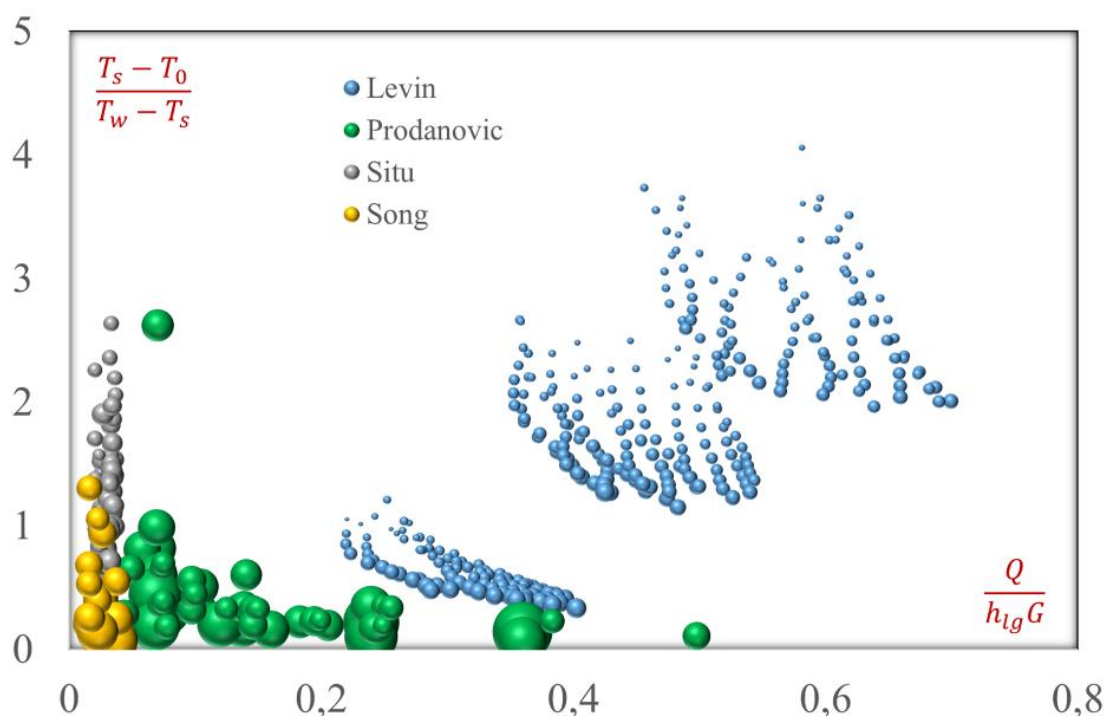


Рисунок 4.10 – Сравнение экспериментальных условий для данных различных авторов. Диаметр пузырька пропорционален размеру маркера

Предлагается следующий подход: соотношение между толщиной перегретого слоя и максимальным диаметром пузырька предполагается постоянным, а нестационарная толщина перегретого слоя получается численно с учетом теплопередачи не только за счет теплопроводности, но и за счет парообразования. Связь между температурным полем и усредненным диаметром пузырька в однородном потоке моделируется с помощью программного обеспечения COMSOL Multiphysics (версия 5.3).

Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными, полученными в вертикальном канале с цилиндрическим нагревателем (длиной 120 мм, диаметром 12 мм и толщиной 1 мм). Был использован ступенчатый тепловой поток с максимальным значением до $1,76 \text{ МВт/м}^2$ и продолжительностью нагрева в диапазоне от 60 до 100 мс. Сопоставление опытных данных по пузырьковому кипению, приведенное на Рисунке 4.10, показывает сравнение условий эксперимента в координатах безразмерной температуры и теплового потока, отнесенного к теплу, необходимому для полного испарения жидкого потока. Легко видеть, что имеющиеся данные о пузырьковом кипении охватывают довольно узкий диапазон экспериментальных условий. Конечно, такие высокие уровни относительного теплового потока могут быть получены только для нестационарного кипения. Полученные данные характеризуются значительно меньшими значениями диаметров, чем в аналогичных экспериментах, проведенных, например, Продановичем. Поэтому неудивительно, что существующие прогностические модели не смогли успешно определить диаметры.

Видеокадры развития пузырькового кипения в условиях выделения большой тепловой мощности приведены на Рисунке 4.11. От момента начала нуклеации (кадр 1) до перехода пузырей к слиянию (кадр 6) проходит всего лишь 4 мс, так как значения теплового потока существенно превосходят критический тепловой поток. Первое зародышеобразование на нагретой поверхности появляется при достижении перегрева стенки $\Delta T_{\text{ONB}} = T_w - T_s$.

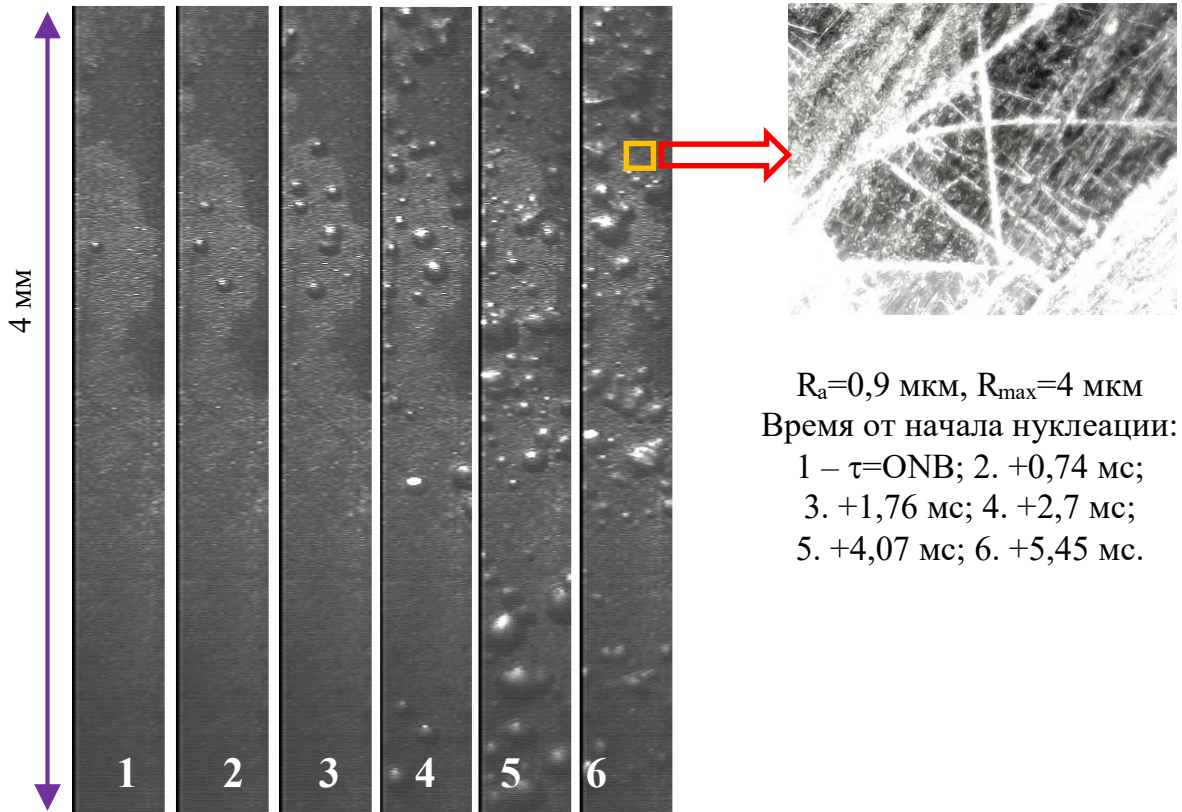


Рисунок 4.11 – Пример развития пузырькового кипения при импульсном тепловыделении на технической поверхности

Существует несколько эмпирических законов для вычисления ΔT_{ONB} , включая следующие широко используемые формулы, такие как в [44]:

$$\Delta T_{ONB} = \frac{5}{9} \left(\frac{q}{1082p^{1.156}} \right)^{0,463p^{0.0234}}, \quad (4.7)$$

формула, предложенная Thom (1965) [192]:

$$\Delta T_{ONB} = 22.65 \left(\frac{q}{1000} \right)^{0.5} \exp \left(-\frac{p}{8.7} \right) \quad (4.8)$$

и Liu (2005) [134]:

$$\Delta T_{ONB} = 2 \sqrt{\frac{2\sigma Cq T_s}{h_{fg} k_f \rho_g}} + \frac{2\sigma Cq}{h_{fg} k_f \rho_g}. \quad (4.9)$$

Al-Yahia (2017) [39] представил результаты сравнения предсказаний, полученных для различных моделей, и данных, полученных в результате экспериментов на узком прямоугольном канале, с использованием для сравнения

также данных из [28, 31]. Значения необходимого перегрева стенки для диапазона теплового потока от 50 до 600 кВт/м² были обобщены новой корреляцией

$$\Delta T_{ONB} = 7.36 \left(\frac{q}{1000} \right)^{0.16} e^{-\frac{p}{9.5}}. \quad (4.10)$$

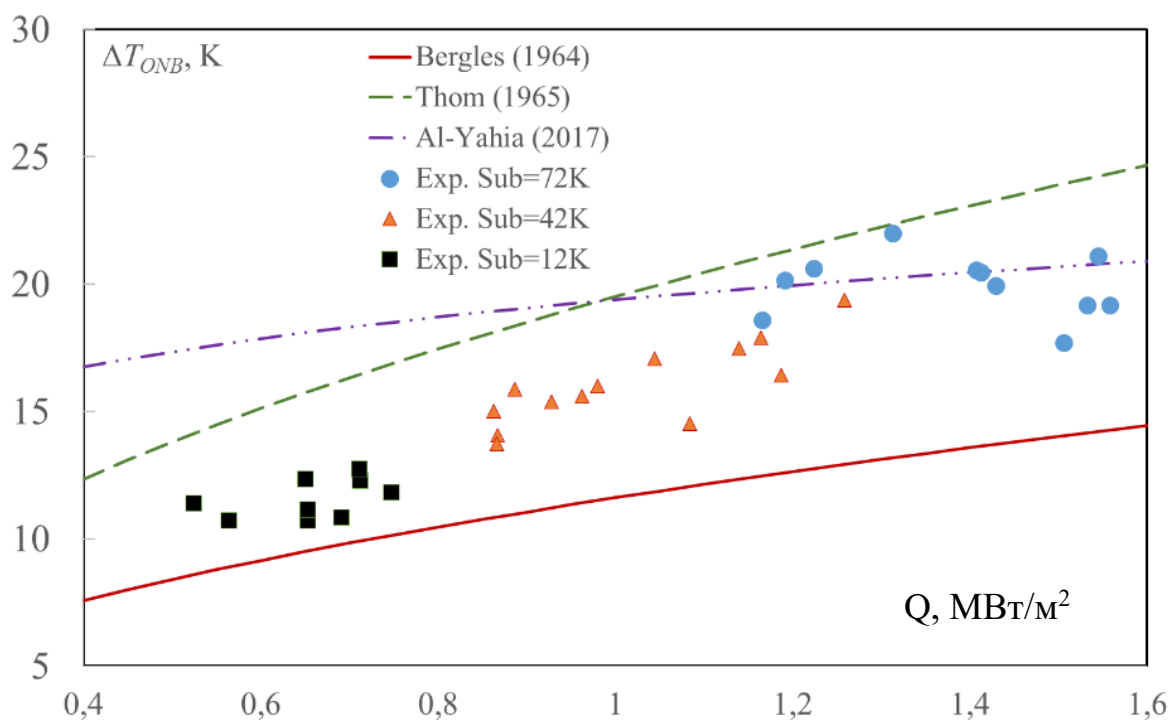


Рисунок 4.12 – Сопоставление экспериментальных данных с предсказаниями по различным методикам для начала пузырькового кипения

На Рисунке 4.12 представлено сравнение нестационарных значений тепловыделения ΔT_{ONB} с результатами уравнений (4.7–4.10). Легко видеть, что корреляция из [192] лучше согласуется с текущими результатами. При появлении первых зародышей пузырьков (ONB) теплопередача между перегретой стенкой и жидкостью осуществляется в основном за счет теплопроводности. В частном случае переохлажденной жидкости и быстро увеличивающегося теплового потока образуется тонкий слой перегретой жидкости, где происходит образование пузырьков. Поэтому, чтобы оценить применимость существующих подходов к

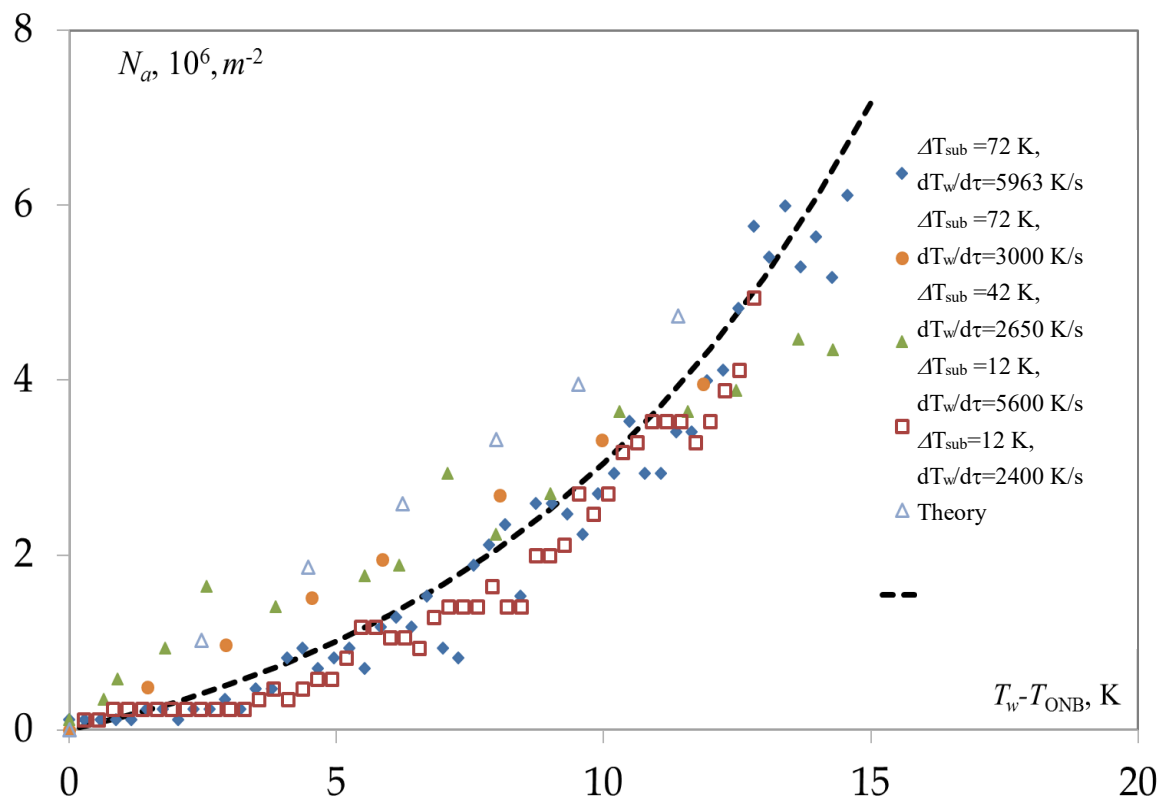


Рисунок 4.13 – Измеренные значения плотности центров нуклеации в зависимости от перегрева стенки.

определению начала кипения зародышей (ONB) в нестационарном тепловом потоке, мы можем оценить тепловое состояние жидкости в окрестности пузырька, используя число Фурье $Fo = \delta_s / \sqrt{a\tau}$. При значении Фурье стремящегося к единице распределение температуры в перегретом слое жидкости близко к стационарному, что отражено на Рисунке 4.14. По этой причине нестационарность тепловыделения не влияет на начало пузырькового кипения.

Определение плотности нуклеации является одной из важнейших задач для численного моделирования пузырькового кипения. Для исследованных экспериментальных условий, нами получены следующие результаты о динамике плотности нуклеации в условиях нестационарного роста теплового потока. Как видно из Рисунка 4.13, экспериментальные данные могут быть успешно обобщены зависимостью следующего вида:

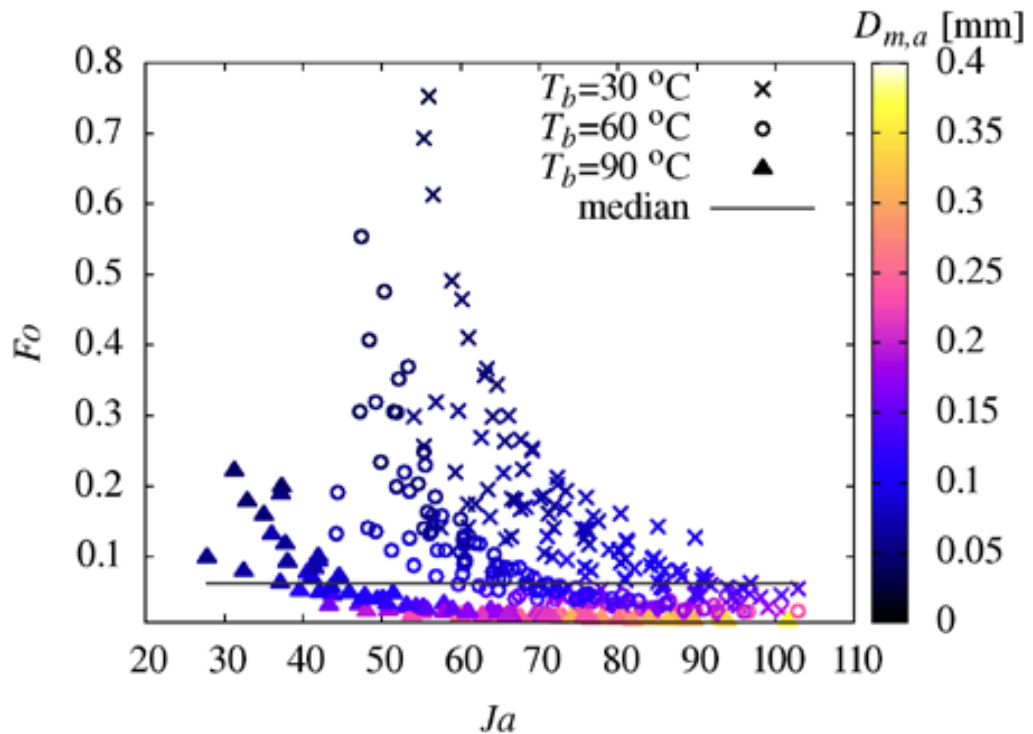


Рисунок 4.14 – Зависимость числа Фурье от числа Якоба для полученных экспериментальных данных

Можно уверенно сказать, что термин "нестационарность" сам по себе лишь условно применим к пузырьковому кипению, являющимся динамическим процессом по определению. В самом деле, в течение процесса нуклеации температура поверхности в окрестности пузыря может осциллировать со скоростью 30 К/с [64] или даже 100 К/с [189], а тепловые потоки могут изменяться на порядок [36]. Поэтому одним из важных критериев для оценки применимости существующих подходов и их развития могут служить характеристические времена. В рассматриваемых условиях нестационарного кипения критерий Фурье, рассчитанный применительно к толщине перегретого слоя жидкости, почти для всего массива данных существенно меньше 1 (Рисунок 4.14). Поэтому, образование и отрыв пузырей должны сопоставляться с толщиной теплового пограничного слоя, рассчитанными в нестационарной численной модели, включающей в себя межфазные взаимодействия.

Существенным отличием от рассмотренных в главе 1 методов осреднения величин обладает **выбор средневзвешенного по параметру** процесса, обычно наиболее важному в анализе. В случае описания замыкающих соотношений для пузырькового режима кипения подобным параметром является величина теплового потока, т.к. основной задачей является определение теплообмена твердой поверхности с жидкостью. При образовании пузырей и их схлопывании масштабы можно соотносить как к площади пузыря, так и к его объему. Таким образом, выбор характерной величины (площадь или объем пузыря) должен быть продиктован видом математической зависимости компоненты теплового потока от геометрической характеристики.

Для анализа тепловой картины вблизи нагревателя в условиях нестационарного выделения, сопровождающегося вскипанием движущегося потока недогретой до температуры насыщения воды, автором диссертации было выполнено численное моделирование [17] с применением численного пакета COMSOL. Во второй главе настоящей диссертации показано, как для определения различных компонент теплового потока в пристенном слое жидкости используются различные геометрические характеристики. Тепловой поток в окрестностях пузыря, складывается из теплопроводности через перегретый слой, теплопроводность и испарение микрослоя, конденсация испаренного объема:

$$q = q_{ei} + q_{eml} + q_{cml} + q_{cs}. \quad (4.12)$$

где, компоненты теплового баланса определяются как:

$$q_{ei} = h_{lg} \rho_g \frac{\pi D_m^3}{6} f N_a, \quad (4.13)$$

$$q_{eml} = h_{lg} \rho_l \delta_{ml} \frac{\pi D_{ml}^2}{6} f N_a, 1 \quad (4.14)$$

$$q_{cml} = \frac{N_a \pi k_l (T_w - T_s) D_{ml}^2}{4 \delta_{ml}}, \quad (4.15)$$

$$q_{cs} = N_a \int_{\delta_{ml}}^{\delta_s} k_l (T_w - T_s) \pi \left(\frac{D_m}{r - r_w} - 2 \right) dr, \quad (4.16)$$

где D_{ml} – диаметр микрослоя, пропорциональный максимальному размеру пузыря D_m . T_w – температура стенки, T_s – температура насыщения, N_a – плотность центров парообразования, f – частота образования пузыря, h_{lg} – скрытая теплота парообразования, δ_{ml} – толщина микрослоя, k_l – теплопроводность жидкости, δ_s – толщина перегретого слоя жидкости, ρ – плотность среды.

Анализируя уравнения (4.12)–(4.16) легко увидеть, что теплопередача через перегретый слой жидкости пропорциональна диаметру пузыря, в то время как компоненты потока q_{cml} и q_{eml} , связанные с микрослоем, пропорциональны площади поверхности под пузырем, а теплота сконденсировавшегося пузыря q_{ei} , разумеется, пропорциональна его объему. Отсюда можно сделать вывод, что для каждой из компонент теплового потока в частности, так и для каждого определяемого параметра в математической модели вообще, необходимо использовать соответствующую меру при осуществлении процесса поиска средневзвешенных величин. Ошибочный выбор способа усреднения эмпирических полученных размеров пузыря для последующего применения обобщенных величин приводит к дополнительной погрешности. Легко показать, что в случае замены средневзвешенного по объему диаметра простым среднеарифметическим значением, вносимая в расчеты теплообмена погрешность составляет около 15%.

4.3 Потери давления в каналах с двухфазным течением

Описанию методики определения потерь давления уделяется внимание в четвертой главе диссертации. В настоящем параграфе рассматривается подход к определению замыкающих соотношений на основе поиска корреляционных коэффициентов при обобщении эмпирических сведений с учетом погрешности измерений. Применение этого подхода может значительно улучшить качество создаваемых математических моделей и их программных реализаций в тех случаях, когда обрабатываются данные обладающие вариативностью лишь в силу затруднительности осуществления точных измерений. Отдельно стоит отметить необходимое условие гладкости получаемых предсказательных зависимостей. Неопределенность прямых измерений теплофизических величин можно считать

обладающей характером нормального распределения. Дисперсия каждого отдельного измерения зависит от точности и состояния индивидуального измерительного датчика. Количество измерений при этом может быть весьма существенным, превосходящим количество корреляционных коэффициентов в десятки, и даже сотни раз.

Для решения этой задачи был развит подход, ранее применявшийся для решения задач оценивания состояния и идентификации математических моделей теплоэнергетических установок [8]. Исходный подход, основанный на поиске экстремального значения суммы квадратов относительной погрешности измерений, применялся при определенных значениях параметров установок с малым количеством режимов работы (не более пяти). В работе [7], применительно к обработке результатов теплофизических экспериментов, был использован двухстадийный подход. Во-первых, минимизировалась максимальная относительная погрешность эмпирических сведений, с целью выявления наименее достоверных измерений, а также вычисления значения максимальной относительной погрешности. Затем решалась задача минимизации суммы модулей относительных погрешностей замеров, что позволяло существенно увеличить значение критерия максимального правдоподобия полученных аппроксимаций.

Для поиска грубых измерений и очистки исходных данных решалась задача минимизации максимальных погрешностей между расчетными и замеренными значениям параметров.

В разработанном методе вместо обычно применяемой минимизации суммы квадратов относительных погрешностей замеров минимизирована сумма модулей относительных погрешностей замеряемых параметров. Решалась задача математического программирования с гладкой целевой функцией и ограничениями в форме равенств и неравенств, в точке решения которой достигается минимум суммы модулей относительных погрешностей измерений:

$$\min \sum_{i=1}^{N_e} \left(\sum_{j=1}^{N_z^{in}} X_{ij}^{in} + \sum_{k=1}^{N_z^{out}} X_{ik}^{out} \right). \quad (4.17)$$

Поиск минимума производился при условиях:

$$X_{11}^{r\ out} = h_1 \left(X_{11}^{r\ in}, \dots, X_{1N_z^{in}}^{r\ in}, c_1, \dots, c_K \right), \quad (4.18)$$

$$X_{1N_z^{out}}^{r\ out} = h_{N_z^{out}} \left(X_{11}^{r\ in}, \dots, X_{1N_z^{in}}^{r\ in}, c_1, \dots, c_K \right),$$

$$\overline{X_{ij}^{in}} - \frac{(X_{ij}^{r\ in} - X_{ij}^{z\ in})}{\sigma_j^{in}} \geq 0; \quad (4.19)$$

$$\overline{X_{ij}^{in}} + \frac{(X_{ij}^{r\ in} - X_{ij}^{z\ in})}{\sigma_j^{in}} \geq 0; \quad (4.20)$$

$$j = 1, \dots, N_z^{in};$$

$$x^{\max} \geq \overline{X_{ij}^{in}} \geq 0; \quad (4.21)$$

$$\overline{X_{ik}^{out}} - \frac{(X_{ik}^{r\ out} - X_{ik}^{z\ out})}{\sigma_k^{out}} \geq 0; \quad (4.22)$$

$$\overline{X_{ik}^{out}} + \frac{(X_{ik}^{r\ out} - X_{ik}^{z\ out})}{\sigma_k^{out}} \geq 0; \quad (4.23)$$

$$k = 1, \dots, N_z^{out};$$

$$x^{\max} \geq \overline{X_{ik}^{out}} \geq 0; \quad (4.24)$$

$$i = 1, \dots, N_e;$$

Здесь, N_e – число экспериментов; N_z^{in} – число информационно-входных измеряемых параметров в одном эксперименте; N_z^{out} – число информационно-выходных измеряемых параметров в одном эксперименте; $\overline{X_{ij}^{in}}$ – вспомогательный параметр, соответствующий j -ому информационно-входному измеряемому параметру i -го эксперимента; $\overline{X_{ik}^{out}}$ – вспомогательный параметр, соответствующий k -ому информационно-выходному измеряемому параметру i -го эксперимента; $x_{ij}^{r\ in}$ – оцениваемое значение j -го информационно-входного измеряемого параметра i -го эксперимента; $x_{ik}^{r\ out}$ – оцениваемое значение k -го информационно-выходного измеряемого параметра i -го эксперимента; c_1, \dots, c_K – оптимизируемые

коэффициенты математической модели процесса; $h_1, \dots, h_{N_z^{\text{out}}}$ – выражения, образующие математическую модель процесса, ориентированные на вычисление информационно-выходных измеряемых параметров; $x_{ij}^{z, \text{in}}$ – измеренное значение j -го информационно-входного измеряемого параметра i -го эксперимента; $x_{ik}^{z, \text{out}}$ – измеренное значение k -го информационно-выходного измеряемого параметра i -го эксперимента; σ_j^{in} – среднеквадратичная погрешность замера j -го информационно-входного измеряемого параметра; σ_k^{out} – среднеквадратичная погрешность замера k -го информационно-выходного измеряемого параметра; x^{max} – максимально-допустимая относительная погрешность измерений.

Каждой относительной погрешности измеренной величины соответствует два ограничения и один вспомогательный параметр. В оптимальной точке решения задачи (4.11)–(4.24) значение целевой функции будет равно сумме модулей относительных погрешностей. В качестве оптимизируемых параметров выступают: вспомогательные параметры $\overline{x_{ij}^{\text{in}}}$ и $\overline{x_{ik}^{\text{out}}}$, оцениваемые информационно-входные измеряемые параметры $x_{ij}^{r, \text{in}}$ и коэффициенты математической модели c_1, \dots, c_K . Общее количество оптимизируемых параметров задачи составляет $N_1^{\text{opt}} = 2 \cdot N_z^{\text{in}} \cdot N_e + N_z^{\text{out}} \cdot N_e + K$.

Вышеописанный подход к идентификации математической модели был использован для обобщения данных экспериментального исследования истечения пароводяной смеси через пористую среду. Подробное изложение схемы эксперимента, режимных условий и полученные эмпирические сведения изложены в [30]. Плотность двухфазного потока определялась как

$$\rho = \rho_l(1 - \varphi) + \rho_v \varphi.$$

Истинное объемное паросодержание рассчитывалось с учетом коэффициента скольжения фаз s :

$$\varphi = \left(1 + s \frac{\rho_v}{\rho_l} \frac{1-x}{x}\right)^{-1}, \quad (4.25)$$

где s вычисляется на основе эмпирических данных:

$$s = 1 + \frac{C_2 \Omega (1 - \Omega)}{P C_3}, \quad (4.26)$$

$$\Omega = \left[1 + \frac{C_1 (1 - x)}{x} \right]^{-1}, \quad (4.27)$$

где C_1, C_2, C_3 – коэффициенты.

Предложенная авторами модель взаимосвязи основных параметров течения может быть представлена в виде следующей зависимости для массовой скорости:

$$\rho w = \sqrt{\frac{2n}{3(n+1)} \cdot \frac{d}{H} \cdot \frac{\psi}{m(1-m)} P_1 \rho_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(n+1)/n} \right]}, \quad (4.28)$$

где H – высота слоя засыпки, d – диаметр отдельного шара из засыпки, P – давление в отборах 1 или 2, m – пористость засыпки. Показатель политропы в рамках разработанной Таировым Э.А. и др. модели определяется на основе эмпирических сведений как функция массового паросодержания x :

$$n = C_4 + C_5 \left[1 - \exp \frac{-x}{C_6} \right].$$

На основе полученных в работе [30] экспериментальных результатов, значения параметров 430 экспериментов были использованы для определения коэффициентов в модели (4.25). Частичные результаты приведены в табл. 4.3, в том числе измеренные значения, отмеченные «грубые замеры», и определенные значения, а также максимальная относительная погрешность. Целью применения методики является решение задачи оптимизации коэффициентов C_1 – C_6 с учетом погрешности измерения отдельных величин. В табл. 4.4. приведены результаты проведенных расчетов.

На основе определенных уточнений для коэффициентов C_1 – C_6 было проведено сопоставление результатов расчета по аналитической модели (4.25)–(4.28) с экспериментальными данными. Закрашенный маркер обозначает определенный «грубый» замер.

Таблица 4.3 – Часть исходных данных для обобщения потерь давления

Номер эксперимента	Замеряемый параметр	Замеренные значения	Расчетные (оцениваемые) значения замеряемых параметров							
			Задача 0 (все замеры)		Задача 0 (удалены «плохие» замеры)		Задача I ($x^{\max} = 3,2$)		Задача I (без ограничений x^{\max})	
			Значение	Относ. погр-ть	Значение	Относ. погр-ть	Значение	Относ. погр-ть	Значение	Относ. погр-ть
1	$T_0, ^\circ\text{C}$	203,5	207,18	3,679						
	$P_1, \text{кПа}$	600	592,64	3,679						
	$\rho w_m, \text{кг/м}^2\text{с}$	162	171,93	3,679						
	$\Delta P, \text{кПа}$	98	94,32	3,679						
2	$T_0, ^\circ\text{C}$	240,8	237,73	3,073	237,70	3,102	237,61	3,195	240,80	0
	$P_1, \text{кПа}$	600	604,36	2,180	606,24	3,122	603,37	1,687	600,00	0
	$\rho w_m, \text{кг/м}^2\text{с}$	503	474,79	3,366	476,70	3,137	476,18	3,200	461,08	5,000
	$\Delta P, \text{кПа}$	351	351,84	0,836	354,10	3,104	351,00	0	351,00	0
3	$T_0, ^\circ\text{C}$	184,2	187,27	2,366	187,30	3,102	187,40	3,195	184,20	0
	$P_1, \text{кПа}$	600	596,25	1,876	593,76	3,122	593,61	3,197	600,00	0
	$\rho w_m, \text{кг/м}^2\text{с}$	430	452,85	3,189	452,47	3,136	452,93	3,200	480,02	6,980
	$\Delta P, \text{кПа}$	231	229,94	1,062	227,90	3,102	227,81	3,195	231,00	0
4	$T_0, ^\circ\text{C}$	199,9	203,19	3,291	202,90	2,995	203,10	3,195	199,90	0
	$P_1, \text{кПа}$	900	896,07	1,965	894,98	2,509	893,61	3,197	900,00	0
	$\rho w_m, \text{кг/м}^2\text{с}$	317	334,81	3,371	333,10	3,047	333,90	3,199	356,59	7,493
	$\Delta P, \text{кПа}$	284	282,56	1,437	281,80	2,205	281,11	2,892	284,00	0
5	$T_0, ^\circ\text{C}$	263,5	262,65	0,847	261,87	1,634	263,50	0	263,50	0
	$P_1, \text{кПа}$	1200	1200,04	0,021	1200,62	0,309	1200,00	0	1200,0	0
	$\rho w_m, \text{кг/м}^2\text{с}$	303	295,86	1,414	291,85	2,207	290,89	2,398	297,25	1,138
	$\Delta P, \text{кПа}$	571	571,055	0,055	571,14	0,140	571,00	0	571,00	0

Таблица 4.4 – Результаты уточнения коэффициентов модели Таирова Э.А.

Коэффициент	Задача 0 (все замеры)	Задача 0 (удалены «плохие» замеры)	Задача I ($x^{\max} = 2,7$)	Задача I (без ограничений x^{\max})
C_1	0,0875	0,0929	0,0949	0,0895
C_2	10,15	9,82	9,53	9,50
C_3	0,335	0,314	0,302	0,281
C_4	0,810	0,509	0,720	0,700
C_5	0,100	0,500	1,000	1,000
C_6	1,000	0,100	0,573	0,456

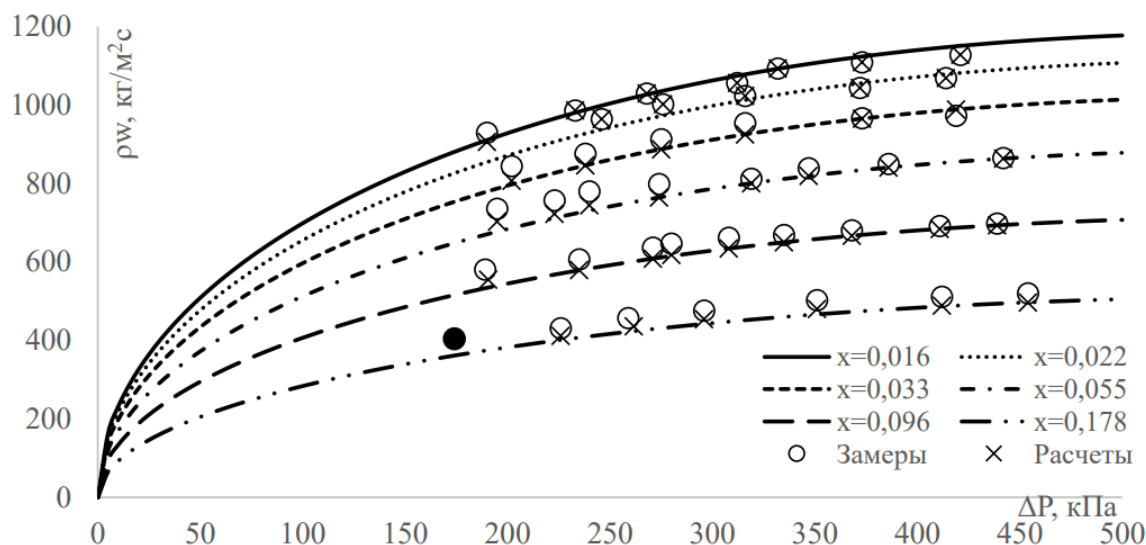


Рисунок 4.15 – Массовая скорость как функция перепада давления.

Экспериментальные условия: высота засыпки 50 мм,
диаметр шара 2 мм, давление на входе 600 кПа

Изложенный метод обработки эмпирических сведений позволяет выполнять как оценку исходных данных по критерию максимального правдоподобия, так и анализировать успешность реализаций различных математических моделей для описания физического явления.

4.4 Заключение к четвертой главе

На примере задачи моделирования нестационарного кипения недогретого потока жидкости в пристенной области рассмотрены особенности определения замыкающих соотношений. Доказана неоднозначность выбора метода усреднения характеристик пузырькового кипения на теплоотдающих технических поверхностях. Показано, что выбор обобщающих эмпирические сведения расчетных зависимостей для предсказания характеристик пузырей зависит от цели их имплементирования в математические модели переходных процессов. В качестве примера принципиальной важности выбора метода обобщения статистически неоднородных результатов измерения были рассмотрены такие

параметры, как геометрические размеры паровых структур – пузырей, а также такие характеристики, как времена ожидания и роста, частоты нуклеации. Порождаемая погрешность, возникающая при некорректном обращении с эмпирическими данными может достигать существенных значений, намного превосходя погрешность непосредственных измерений. Разработан оригинальный подход к обработке результатов экспериментов с подстройкой коэффициентов математических моделей, учитывающих индивидуальные особенности источников эмпирических сведений, и обеспечивающий минимизацию как средней, так и максимальной погрешности полученных замыкающих соотношений, как части математической модели.

ГЛАВА 5 МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ СРЕД В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ С ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ ФАЗОВЫМ СОСТОЯНИЕМ

Эта часть диссертации посвящена описанию решения задачи определения характеристик движущихся сред в задачах теплофизического характера. Основной акцент в излагаемом материале уделяется проблеме моделирования движения двухфазного потока – задаче расчета потокораспределения (параграф 5.1), определению замыкающих соотношений – свойств двухфазного потока (параграф 5.2), а также рассмотрена задача определения динамики двухфазной системы в окрестности твердого тела в условиях сильной неравновесности (параграф 5.3). Таким образом, рассмотрение задачи движения сред охватывается как в стационарной масштабной постановке в рамках системы энергетических установок, так и в пространственно-локализованной для изучения перспективных технологий.

5.1 Методы расчета потокораспределения в трактах энергетических установок с существенно нелинейным характером изменения теплофизических свойств потока

Неоднозначность математического описания элементов тепловых схем ТЭС для решения задачи потокораспределения отмечается в [33]. Авторы делают вывод о необходимости унификации математического описания отдельных элементов схемы тепловой электрической станции для возможности разработки универсальных расчетных кодов. В связи с этим, является актуальной задача разработки обобщенного алгоритма для расчета потокораспределения в пароводяном тракте энергоустановки, где движение воды и пара совершается по каналам различного сечения и длины, имеющим узлы соединения и разделения потоков, запорно-регулирующие органы, источники напора (насосы) (Рисунок 5.1). Технологическая схема энергоблока содержит сотни узлов и ветвей, что приводит

к необходимости решения систем уравнений большой размерности относительно расходов и давлений, на что и направлены методы теории гидравлических цепей (ГЦ).

Математическое описание динамики теплоэнергетического оборудования обладает существенным отличием от рассмотренных ранее в диссертации задач, а именно – возможностью эффективной декомпозиции общей задачи по масштабу времени происходящих процессов. Так, массивные конструкции элементов теплообменных аппаратов и другого оборудования изменяют свое тепловое состояние за период времени исчисляемый десятками минут, в то время как движение сред по трактам установки может быть определено как установившееся в масштабе секунды. Эта характерная особенность послужила основанием для разделения общей задачи расчета состояния оборудования по типу уравнений: тепловые процессы описываются в дифференциальной форме, в виде систем обыкновенных дифференциальных уравнений (в некоторых случаях систем уравнений с частными производными), а гидродинамические процессы могут быть описаны в алгебраической форме, привлекая для решения развитый аппарат теории гидравлических цепей [18, 151]. В этой постановке, успешное построение имитационных моделей оборудования тепловых электрических станций позволяет реализовать расчеты в режиме реального времени, что является необходимым условием для создания математического обеспечения тренажеров для обучения персонала станций. Этот же эффективный с точки зрения затрат на вычисления подход успешно может реализовываться для создания системы поддержки принятия решений оператора оборудования, являясь частью системы автоматического управления.

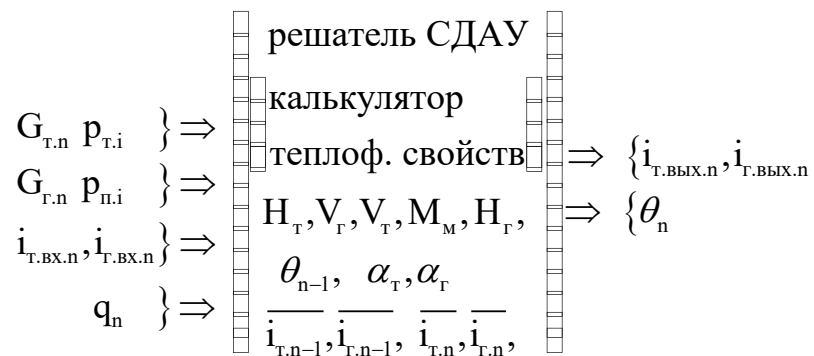
Классификация реализаций отдельных моделей элементов оборудования по виду протекающих в них процессов и технологического назначения позволяет избегать ошибок на уровне построения математических моделей, позволяя при этом гибко менять структуру общей модели тепловой электрической станции, например, в случае необходимости детализации описания отдельных установок.

Использование обобщенных реализаций алгоритмов, опирающихся на тип моделируемого элемента оборудования ТЭС, уменьшает затраты на реализацию моделей этих элементов, существенно ускоряя стадию наладки программной реализации тренажеров, тем самым, существенно уменьшая затраты времени и ресурсов на разработку тренажера в целом. Однородный характер компонентов способствует глубокой структурной проработке модели, т.е. каждый элемент общей математической модели при необходимости может быть развернут до требуемого уровня детализации. Ниже представлены пример описания обобщенной компоненты для некоторых типов элементов оборудования.

Определение **динамики поверхностных теплообменников** осуществляется решением дифференциальных уравнений энергии, записанных относительно энтальпии потоков и температур, разделяющих потоки стенки:

$$\begin{cases} \rho_T V_T \frac{d\bar{i}_T}{d\tau} + G_T (\bar{i}_{T.ВЫХ} - \bar{i}_{T.ВХ}) = \bar{\alpha}_T H_T (\bar{\theta} - \bar{i}_T / \bar{c}_T), \\ M_M c_M \frac{d\bar{\theta}}{d\tau} = \bar{\alpha}_T H_T (\bar{i}_T / \bar{c}_T - \bar{\theta}) - \bar{\alpha}_T H_T (\bar{i}_T / \bar{c}_T - \bar{\theta}), \\ \rho_T V_T \frac{d\bar{i}_T}{d\tau} + G_T (\bar{i}_{T.ВХ} - \bar{i}_{T.ВЫХ}) = -\bar{\alpha}_T H_T (\bar{i}_T / \bar{c}_T - \bar{\theta}). \end{cases}$$

Реализацию этой математической модели в виде компоненты с «входами» и «выходами» можно схематично представить в следующем виде:

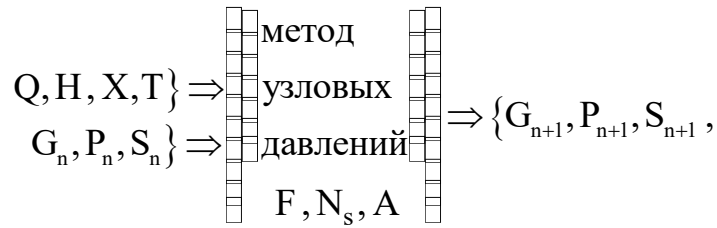


где заключенные в квадратные скобки усредненные значения энтальпий потоков $\bar{i}_{T,r}$, температура θ и масса металла M , площади теплообмена H и объемы V , занимаемые протекающими средами, являются задаваемыми характеристиками моделируемой единицы оборудования, или определяются в результате

предварительных вычислений, либо в результате выполнения расчетной части компоненты. Значения массовых расходов G и давлений сред p передаются из компонент гидравлических цепей пароводяного и газоздушных трактов. В состав компоненты входят реализации численных методов решения систем дифференциально-алгебраических уравнений (СДАУ) и калькулятор теплофизических свойств воды и водяного пара. Таким образом, произведя идентификацию конкретного теплообменного элемента оборудования, мы можем использовать этот компонент для определения параметров на «выходе», задавая значение параметров на «входе». Значения расходов и энтальпий теплоносителя и греющей среды передаются в компонент из результатов («выходов») аналогичных компонент поверхностных теплообменников, соединенных пароводяным и газоздушными трактами согласно структурной схеме. Также используются результаты расчета потокораспределения, а также с использованием результатов вызова компоненты факела (тепловосприятие q , температура металла θ) для топочных экранов.

Расчет потокораспределения. В число многих задач, решаемых с применением математической модели, входит потактовый расчет потокораспределения в пароводяном и газоздушном трактах, где движение воды, пара или газа совершается по каналам различного сечения и длины, имеющим узлы соединения и разделения потоков, запорно-регулирующие органы, источники напора (насосы). Обобщенная гидравлическая цепь (ГЦ) характеризуется узлами, представляющими фиксированные точки слияния или разделения потоков, и ветвями, по которым совершается движение массы вещества между соседними узлами. Расчет потокораспределения в ГЦ осуществляется с применением законов Кирхгофа и замыкающих соотношений, определяющих характер зависимостей массовых расходов и перепадов давлений движущихся сред в трактах энергоустановок.

Реализацию математической модели ГЦ в виде компоненты с «входами» и «выходами» можно схематично представить в следующем виде:



где динамика массовых расходов G , давлений в узлах цепи P и сопротивлений S рассчитывается с применением модифицированного метода узловых давлений [1]. Для идентификации ГЦ используются такие параметры, как матрица соединений A , вектор фазовых состояний N_s , вектор диаметров участков ГЦ – F . Решение задачи потокораспределения осуществляется использованием реализованного в компоненте метода узловых давлений, при задании исходного состояния расходов, давлений и сопротивлений ГЦ, а также определении величин, получаемых при использовании компонент, осуществляющих расчет теплообменной части ТЭС. Аналогичным образом описываются и другие компоненты: топочная камера, объемные теплообменники, турбинная установка и т.д.

Особенностью математической модели энергоблока является компонентный характер ее реализации в современных программных продуктах: модели теплообмена котла и системы регенерации описываются самостоятельными алгоритмами, модель потокораспределения является общей для разных объектов, в то же время сами объекты (турбина, котлы, система регенерации) существенно различаются по своей структуре, количеству внутренних элементов и их характеристикам. Суть возникающей здесь проблемы обусловлена исходной декомпозицией общего пароводяного тракта энергоблока на отдельные ГЦ котла и турбины. Задачи построения крупных программных комплексов включают в себя возможность использования существующих описаний моделируемых объектов, поэтому создание нового объекта – ГЦ энергоблока является неконструктивным путем. Использование эквивалентирования в контексте общей задачи разработки математического обеспечения крупного программного комплекса является недостаточно гибким приемом, поскольку, как и в случае описания единой ГЦ

энергблока, требует внесения изменений в уже созданные объекты – ГЦ котла и турбины, а также связанные с ними данные для теплового расчета.

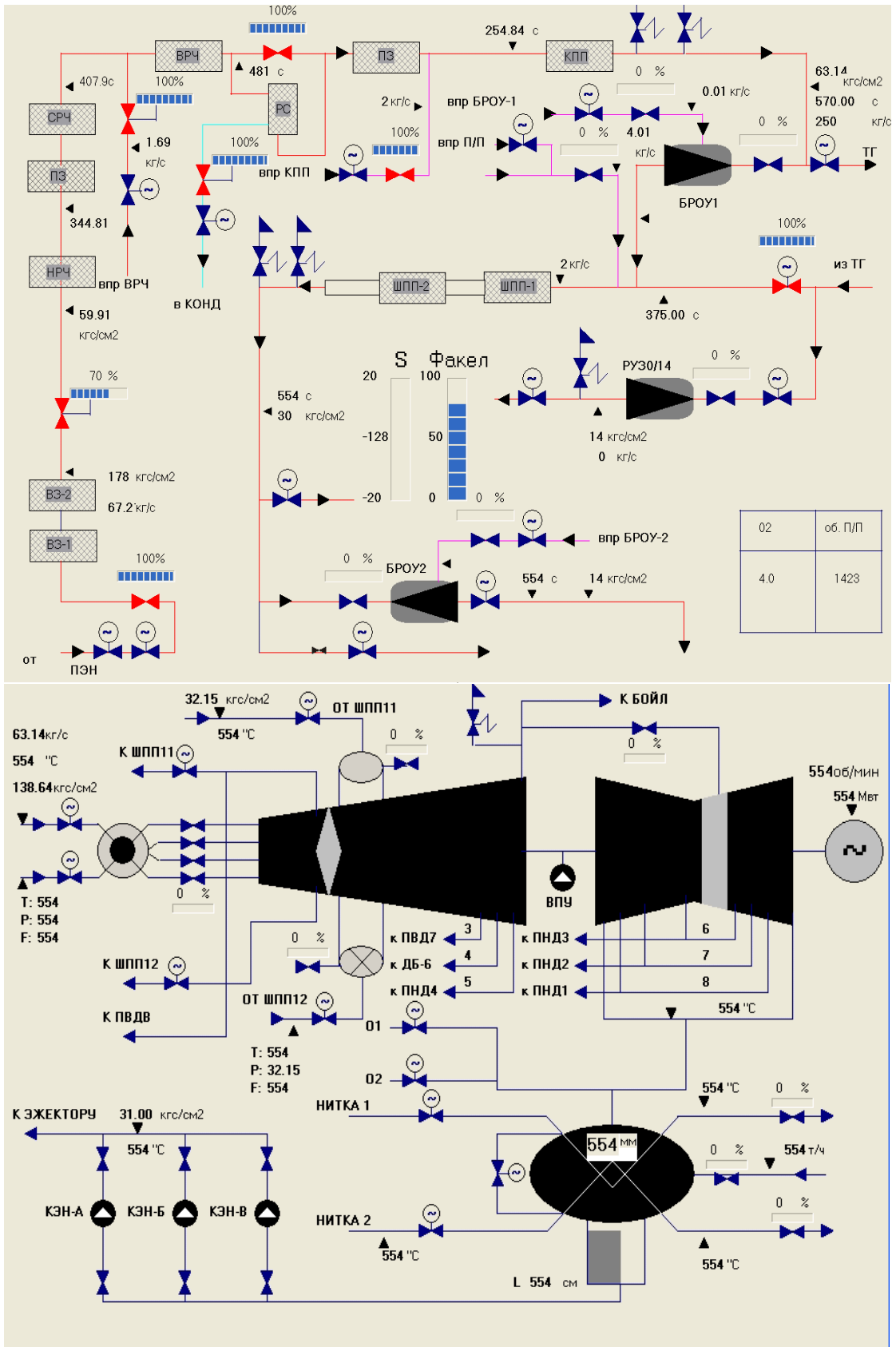


Рисунок 5.1 – Мнемосхемы пароводяного тракта в котельной установке и турбине

В работе [23] автором диссертации была представлена модификация метода узловых давлений, позволяющая учесть влияние фазового перехода среды на замыкающие соотношения. Предложенный алгоритм, сочетающий свойства метода Ньютона и двойной итерации, позволял свести к традиционному виду метода узловых давлений задачу с неявными по расходу и давлениям выражениями. За рамками прошлых исследований осталось рассмотрение отличного от номинального режима работы пылеприготовительного тракта.

Таким образом, задачами реализации расчета потокораспределения в объеме энергоблока тепловой электрической станции являются:

1. учет особенностей закона падения давления на участках, содержащих запыленный поток (в системе пылеприготовления);
2. компактное объединение объектов расчета взаимосвязанных в рамках энергоблока агрегатов (котел, турбина, система регенерации).

Модель потокораспределения для динамических расчетов энергоустановок. Замыкающие соотношения для расчета потокораспределения в трактах энергоблока имеют существенно различный вид для различных участков:

- 1) перепад давления участка с водой

$$p_i - p_{i+1} = s_{i+1} |x_{i+1}| x_{i+1}, \quad (5.1)$$

- 2) отсек турбины (уравнение Флюгеля-Стодолы)

$$s_{i+1} = \frac{p_{i,0}^2 - p_{i+1,0}^2}{|x_{i+1,0}| x_{i+1,0}} \frac{T_i}{T_{i0}}, \quad (5.2)$$

- 3) расход через регулировочный клапан

$$x_{\text{кл}} = \frac{2\sigma_{\text{кл}}}{1-\varepsilon_{\text{кр}}} \left\{ \frac{2k}{k+1} [-0.09p_i^2 + 1.09p_{i+1}p_i - p_{i+1}^2] \right\}^{0,5} \quad (5.3)$$

- 4) сопротивление участков с кипящей водой

$$s_v(p_i, p_{i+1}, x_v, \dots) = \frac{\lambda}{2gF\rho'} (1 + \chi\psi(\frac{\rho'}{\rho''} - 1)). \quad (5.4)$$

Эти зависимости удалось успешно использовать в методе узловых давлений [23] применительно к расчету потокораспределения в трактах тепловой электрической станции. Ниже приведен метод увязки этих нелинейных и, порой, неявных выражений, с классическим методом узловых давлений.

Выпишем уравнения, вытекающие из законов Кирхгофа

$$AD=Q, \quad A^T P + A_{\dagger}^T P_m^* = Y, \quad (5.5)$$

где $(A^T \ A_{\dagger}^T) = \bar{A}^T$, то есть матрица A получена из \bar{A} отбрасыванием последних m -г строк, вектора $P = (p_1, p_2, \dots, p_1)$, $P_m^* = (p_{1+1}^*, p_{1+2}^*, \dots, p_m^*)$ в совокупности образуют вектор $P = (p_1, p_2, \dots, p_m)$, $Q = (q_1, q_2, \dots, q_{m-1})$. Предположим, что компоненты вектора напоров \bar{H} ненулевые только на участках вида $f_v(p_{i(v)}, p_{j(v)}) = p_{i(v)} - p_{j(v)}$ и для нелинейных участков перепишем замыкающие соотношения (1)–(4) в виде:

$$y_v = \frac{Y_v}{f(p_{i(v)}, p_{j(v)})} s_v(p_{i(v)}, p_{j(v)}, x_v) x_v |x_v|, \quad v \in [1, 2, \dots, n], \quad (5.6)$$

где i, j – номера концевых узлов; v – номер ветви; $y_v = p_{i(v)} - p_{j(v)}$. Получим систему уравнений вида

$$AX=Q, \quad A^T P + A_{\dagger}^T P_m^* = Y, \quad Y + \bar{H} = \bar{S}(P, X) \bar{X} X, \quad (5.7)$$

где

$$\bar{S}(P, X) = U(P) \text{diag} \left\{ s_1(p_{i(1)}, p_{j(1)}, x_1), s_2(p_{i(2)}, p_{j(2)}, x_2), \dots, s_n(p_{i(n)}, p_{j(n)}, x_n) \right\},$$

$$U(P) = \text{diag} \{u_1, u_2, \dots, u_n\}, \quad u_v = \frac{p_{i(v)} - p_{j(v)}}{f_v(p_{i(v)}, p_{j(v)})}, \quad H = A_{\dagger}^T P_m^* + \bar{H}.$$

В равенствах (5.7) можно исключить одно из векторных уравнений, после чего получим

$$AX=Q, \quad A^T P + H = \bar{S}(P, X) \bar{X} X. \quad (5.8)$$

Система (5.8) состоит из $1+n$ уравнений с $1+n$ неизвестными: n компонент вектора X и 1 компонент вектора P . Итак, получен аналог системы, соответствующей в теории ГЦ методу узловых давлений.

Пошаговый расчет потокораспределения в динамических моделях энергоблока в целом предусматривает разбиение замыкающих соотношений на четыре подмножества, на которых законы падения давлений на ветвях заданы соотношениями:

$$f_v(p_{i(v)}, p_{j(v)}) = p_{i(v)} - p_{j(v)} = s_v |x_v| x_v, v \in I_1; \quad (5.9)$$

$$f_v(p_{i(v)}, p_{j(v)}) = p_{i(v)}^2 - p_{j(v)}^2 = s_v |x_v| x_v, v \in I_2; \quad (5.10)$$

$$f_v(p_{i(v)}, p_{j(v)}) = [c_0 p_{j(v)}^2 + c_1 p_{i(v)} p_{j(v)} + c_2 p_{j(v)}^2] = s_v |x_v| x_v, v \in I_3, \quad (5.11)$$

$$f_v(p_{i(v)}, p_{j(v)}) = p_{i(v)} - p_{j(v)} = s_v(p_{i(v)}, p_{j(v)}, x_v, \dots) |x_v| x_v, v \in I_4; \quad (5.12)$$

где $c_0 = -0,09; c_1 = 1,09; c_2 = -1; c_0 + c_1 + c_2 = 0$. Здесь уравнение (5.9) дает описание течения воды в трубах, уравнения (5.10), (5.11) определяют прохождение пара через отсеки турбины (см. формулу (5.2)) и регулирующие клапаны: уравнение (5.3) возведено в квадрат. Уравнение (5.12) описывает течение парожидкостной смеси в поверхностях нагрева или трубах с учетом формулы (5.4).

Выясним для формул (5.10), (5.11) их вид после преобразования. Имеем соответственно:

$$f_v(p_{i(v)}, p_{j(v)}) = p_{i(v)} - p_{j(v)} = \frac{s_v}{p_{i(v)} + p_{j(v)}} s_v |x_v| x_v, v \in I_2;$$

$$f_v(p_{i(v)}, p_{j(v)}) = p_{i(v)} - p_{j(v)} = \frac{s_v}{p_{j(v)} - 0,09 p_{i(v)}} s_v |x_v| x_v, v \in I_3.$$

Элементы матрицы $\bar{S}(X, P)$ в общем случае недифференцируемы. Поэтому мы не можем применять метод Ньютона в классической форме. Предлагается использовать итерационный метод вида

$$\begin{pmatrix} X_{j+1} \\ P_{j+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_j \\ P_j \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \bar{S}(X_j, P_j) \bar{X}_j & A^T \\ A & 0 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \bar{S}(X_j, P_j) \bar{X}_j X_j + A^T P_j - H \\ AX_j - Q \end{pmatrix}, \quad j = 0, 1, 2, \dots \quad (5.13)$$

Процесс продолжается, пока верно

$$\max\left(\left|x_{v,j+1} - x_{v,j}\right|, v = 1, \dots, n; \left|p_{\eta,j+1} - p_{\eta,j}\right|, \eta = 1, \dots, m-1\right) \geq \varepsilon,$$

где ε – заданное малое число. Иначе говоря, итерационный метод (5.13) является комбинацией методов Ньютона и простой итерации. При предположении, что элементы $\bar{S}(X, P)$ дважды дифференцируемы и начальное приближение (X_0, P_0) достаточно близко к решению задачи метод сходится. Этот метод использовался для расчета пароводяного тракта энергоблока, включающего два прямоточных котла, два регулирующих клапана и турбину с семью отсеками, описываемую ГЦ с параметрами $n = 125, m = 85$. Результаты расчетов показали устойчивую сходимость метода узловых давлений, укладывающаяся при этом в масштаб реального времени.

Для учета влияния неоднородности пылевоздушного потока применяется учет концентрации пыли, изложенный в нормативных материалах [24]. Сопротивления мельниц, устройств для нисходящей сушки, сепараторов и других участков тракта пылеприготовления описываются следующим образом:

$$s = s_0(1 + b\mu), \quad (5.14)$$

где b – коэффициент, μ – значение концентрации пыли в смеси, определяющееся в общем виде как:

$$\mu = \frac{(1 - a\Delta W)(1 - \eta)K_{\text{ц}}}{g_1(1 + xK_{\text{прс}}) + a\Delta W}, \quad (5.15)$$

где a – доля удаленной влаги, W – влажность топлива в %-ах, $K_{\text{прс}}$, $K_{\text{ц}}$ – коэффициенты, x – доля присоса на участке, g_1 – количество влажного сушильного агента на 1 кг сырого топлива, подаваемого ко входному сечению пылесистемы, измеряемое в кг/кг:

$$g_1 = \left(\frac{273}{273 + t_r} \cdot \frac{V_r}{1000B_p} - \frac{\Delta W}{0,804} \right) \frac{\gamma_0}{1 + K_{\text{прс}}},$$

где γ_0 – удельный вес смеси [кг/м³], V_r – расход газов на сушку топлива, является функцией расхода топлива. Для определения степени влияния динамики расхода топлива на сопротивление, и, как следствие, на потокораспределение в пылеприготовительном тракте, рассмотрим использование зависимости (15) на примере мельницы-вентилятора. Концентрация топлива для расчета производительности мельницы-вентилятора является функцией расхода топлива B_p , как видно из приведенной зависимости:

$$\mu = \frac{1000B_p(100 - W^p)K_{ц}}{(100 - W^{пл})V\gamma''}.$$

Тогда, для определения влияния расхода топлива на напор можно записать:

$$\Delta H_{\text{дин}} = (1 + b \cdot B_p / B_0) \Delta H_0. \quad (5.16)$$

Как видно из Рисунка 5.2, учет влияния концентрации топлива в системе пылеприготовления является существенным для расчета динамики энергоустановки.

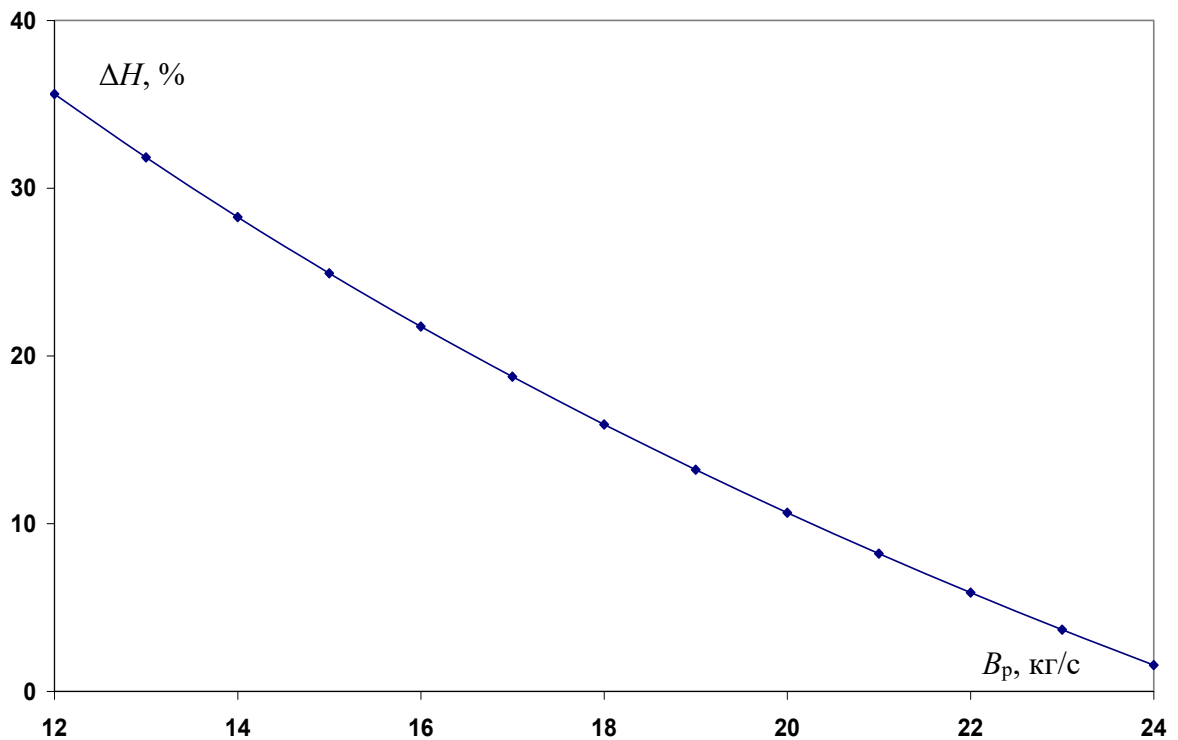


Рисунок 5.2 – Влияние расхода топлива на напор мельницы-вентилятора

Учет декомпозиции пароводяного тракта. Выбранным путем решения поставленной задачи является синтез ГЦ котла (Рисунок 5.3) и турбины путем последовательного приближения значений давлений в общих узлах. Этот прием допустим, поскольку эти узлы для каждой отдельной ГЦ (котла и турбины) считаются узлами с заданным давлением, и обычно число таких узлов невелико, что не приводит к существенному увеличению объема вычислений. Другие возможные пути решения – создание новой ГЦ, включающей в себя весь пароводяной тракт энергоблока или применение эквивалентирования, приводят к излишним ресурсоемким затратам и не соответствуют современному стилю построения компонентных программных средств.

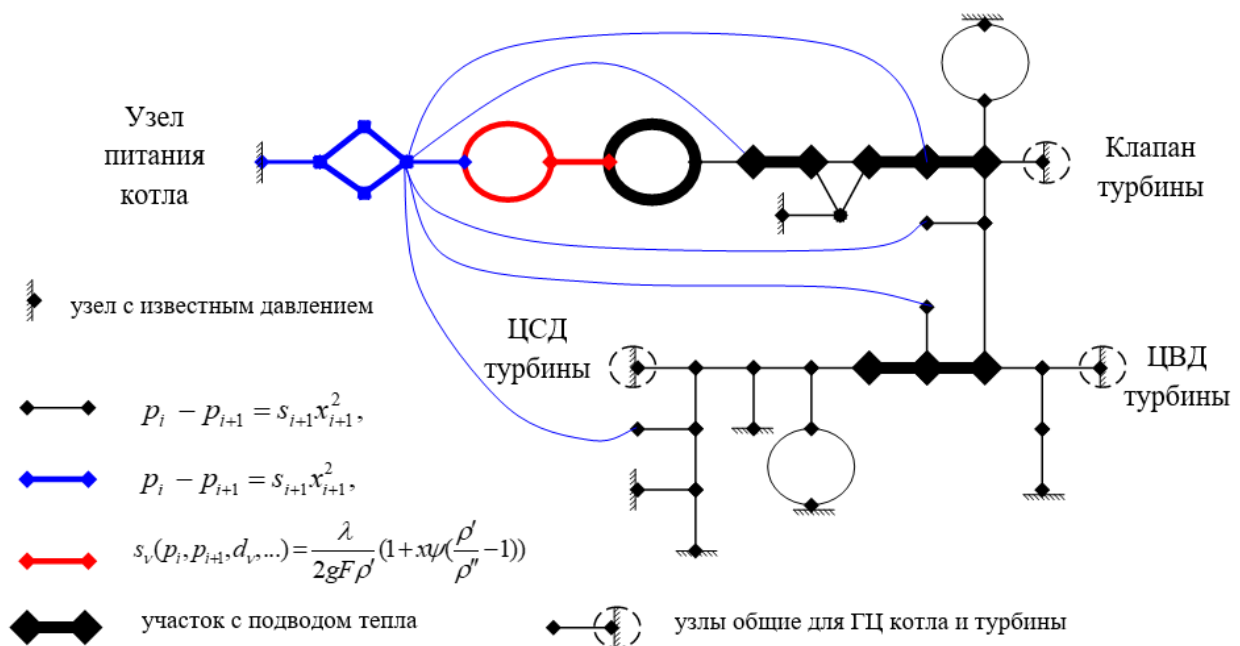


Рисунок 5.3 – Агрегированная схема ПВТ котельной установки

Алгоритм расчета потокораспределения

1. Задаемся начальным приближением $P_0 = (p_1, p_2, p_3)$;
2. Решаем системы для ГЦ котла и турбины:

$$F(p_1, p_2, p_3) = \begin{cases} f_1(p_1, p_2, p_3) = x_{1,к}(p_1, p_2, p_3) - x_{1,т}(p_1, p_2, p_3) = 0 \\ f_2(p_1, p_2, p_3) = x_{1,к}(p_1, p_2, p_3) - x_{1,т}(p_1, p_2, p_3) = 0 \\ f_3(p_1, p_2, p_3) = x_{1,к}(p_1, p_2, p_3) - x_{1,т}(p_1, p_2, p_3) = 0 \end{cases} \quad (5.17)$$

$$A_2 X_2 = Q_2, \quad A_2^T P_2 + H_2 = \bar{S}_2(P_2, X_2) \bar{X}_2 X_2.$$

$$A_1 X_1 = Q_1, \quad A_1^T P_1 + H_1 = \bar{S}_1(P_1, X_1) \bar{X}_1 X_1.$$

3. Задаем приращение, и вычисляем из системы (16) невязки

$$\begin{aligned} &F(p_1 + \Delta p, p_2, p_3) \\ &F(p_1, p_2 + \Delta p, p_3), \\ &F(p_1, p_2, p_3 + \Delta p) \end{aligned} \quad (5.18)$$

4. Вычисляем матрицу Якоби;

5. Решаем систему $M\xi = F(p_1, p_2, p_3)$

6. По вычисленным поправкам ξ уточняем значение вектора P и возвращаемся к пункту 2;

7. Вычисления осуществляем до $F(p_1, p_2, p_3) < \varepsilon$.

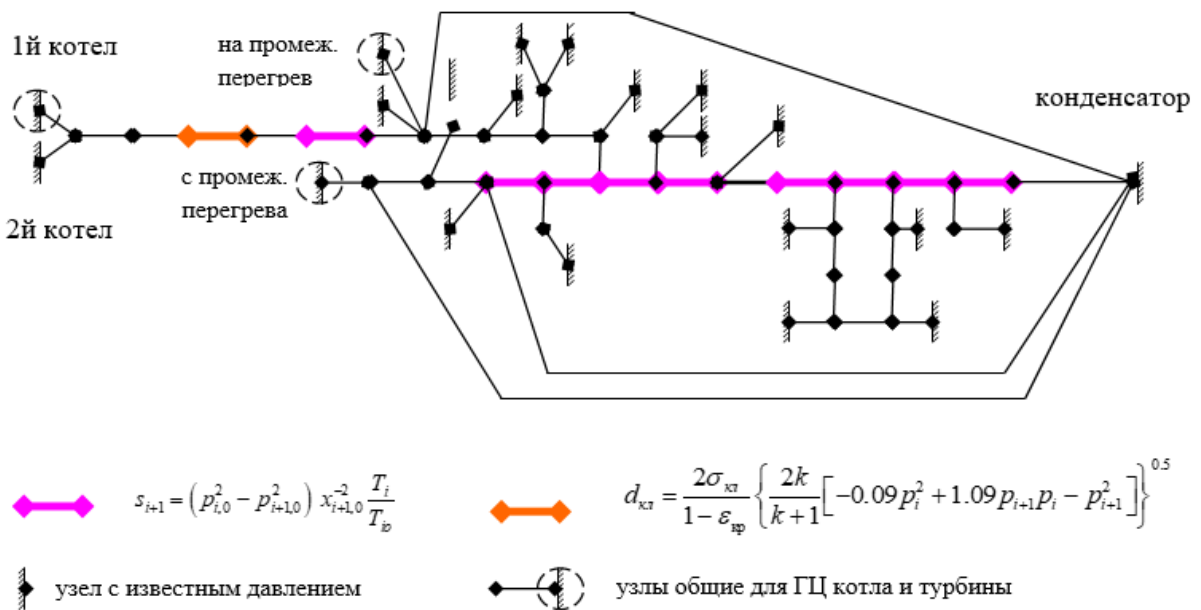


Рисунок 5.4 – Агрегированная схема турбинной установки

Таким образом, мы осуществляем решение задачи потокораспределения в ГЦ энергоблока путем увязки методом Ньютона значений давлений в общих узлах для независимых ГЦ котла и турбины.

Таблица 5.1 – Невязки расходов в общих узлах ГЦ котла и турбины

Начальное приближение			
	Узел 1	Узел 2	Узел 3
Итерация 1	-12.89	-36.58	-20.74
Итерация 2	0.09	-2.15	-1.93
Итерация 3	0	0	0
Расчет после возмущения, создаваемого закрытием клапана			
Итерация 1	0,63	0	0
Итерация 2	0	0	0

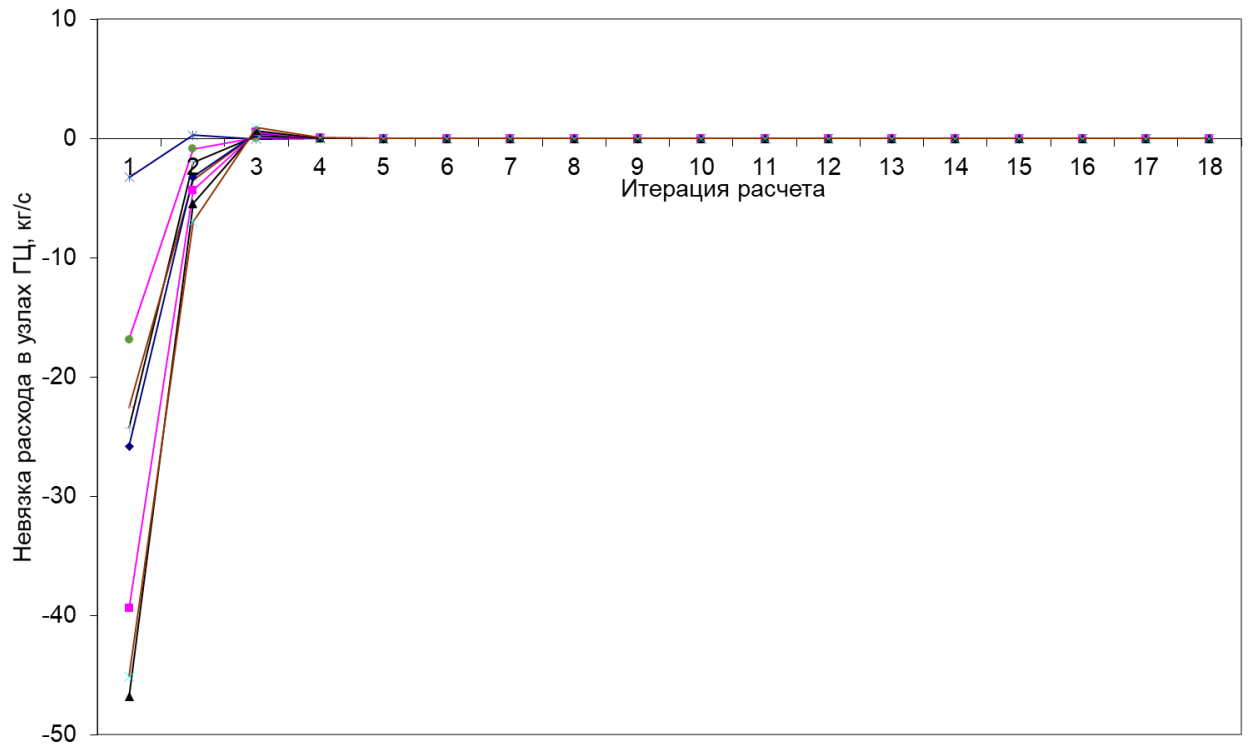


Рисунок 5.5 – Сходимость расчета потокораспределения в ГЦ энергоблока

В таблице 5.1 представлены результаты численных экспериментов при использовании описанного подхода для определения потокораспределения в динамической модели энергоблока. Начальное приближение для расчета определено параметрами номинального режима работы оборудования. Как видно, приведенный подход позволяет успешно объединять создаваемые (или созданные ранее) фрагменты общей гидравлической цепи.

На Рисунке 5.5 представлены результаты численных экспериментов с описанием потокораспределения в трактах энергоблока с увеличением количества соединений между гидравлическими цепями от 3 до 16. Подобный стресс-тест показал успешную сходимость расчета при избыточном количестве соединений в моделях двух гидравлических цепей (котельная и турбинная установки).

5.2 Определение гидравлических свойств потоков при построении численных реализаций математических моделей динамики оборудования энергетических установок

Результаты исследований, представленные в параграфе 5.1, демонстрируют возможность гибкого объединения расчетных элементов участков трактов крупных установок и комплексов с различными законами изменения теплофизических свойств рабочих жидкостей. В связи с этим, логичным следующим шагом является определение самих замыкающих соотношений, входящих в описание законов движения – уравнений Навье-Стокса, представленных в общей или специфичной постановке. Некоторые из подобных соотношений уже представлены в предыдущей главе, например, гидравлическое сопротивление в трактах пылеприготовительной системы, законы падения давления на регулировочном клапане, в отсеке турбины, в участках с кипящим теплоносителем и др. Более детальный анализ и описание алгоритма расчета характеристик двухфазного потока будет рассмотрен в настоящей главе.

Изучение характеристик двухфазного течения в установках или элементах оборудования – каналах или сосудах со сложной внутренней геометрией является темой глубокого анализа и пристального внимания многочисленных исследователей. Одной из важнейших побудительных причин этому является необходимость применения аналитических выражений в качестве замыкающих соотношений для более полных математических описаний сопряженных процессов теплообмена, гидрогазодинамики и др. Принципиальная невозможность получения аналитического решения для уравнений Навье-Стокса с одной стороны, практическая необходимость описания турбулентных течений с другой стороны, а также сопряженность этой задачи с нетривиальным описанием закономерности межфазных взаимодействий и переходов порождают необходимость объединенных усилий исследователей в поиске аппроксимационных обобщений на основе большого, но не всеохватывающего объема эмпирических сведений о характеристиках и характере течений рабочих сред.

Можно выделить следующие важнейшие характеристики для двухфазного течения кипящих теплоносителей в энергетических установках или объектах химической промышленности: гидравлическое сопротивление (часто обобщаемое через относительный перепад давления) и истинное объемное паросодержание (доля некоторой фазы в общем случае).

Потери давления в двухфазных течениях. Существует множество подходов для определения относительного перепада давления при кипении. Наибольший интерес в смысле практических реализаций вызывают модели раздельного течения и гомогенные модели. В случае гомогенного представления скорости газовой и жидкой фазы принимаются равными и весь поток рассматривается как единый материальный объект. По очевидным причинам этот подход слабо применим для случая низких приведенных давлений или скоростей ниже $2000 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$. В модели раздельного течения фаз, впервые предложенной в работе Локкарта и Мартинелли [132], было предложено определять перепад давления как пропорциональным перепаду в однофазном течении:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \left(\frac{dp}{dz}\right)_l \Phi_l^2, \quad (5.19)$$

где падение давления в однофазном течении определяется как:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_l = \frac{2f_l G^2 (1-x)^2}{\rho_l D^2}, \quad (5.20)$$

а f_l – коэффициент трения для жидкой фазы определен как функция числа Рейнольдса для ламинарного, переходного или турбулентного характера движения среды:

$$f_l = \begin{cases} \frac{16}{Re}, & \text{при } Re < 2000; \\ 0,079 Re^{-0.25}, & \text{при } 2000 < Re < 20000; \\ 0,046 Re^{-0.2}, & \text{при } Re > 20000. \end{cases} \quad (5.21)$$

Создано большое количество моделей, базирующихся на подходе Локкарта-Мартинелли. Так, Чизхолм [50] предложил следующий вид уравнения, связывающий функцию Φ и отношение перепада давления газовой и жидкой фаз:

$$\Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{C}{X^2}, \quad (5.22)$$

Где X – параметр Локкарта-Мартинелли:

$$X = \left(\frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_l}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_v} \right)^{0.5}. \quad (5.23)$$

Параметр Чизхолма C может различаться в диапазоне от 5 до 20 в зависимости от режима течения. В своей работе Чизхолм предложил кусочно-заданную аппроксимацию для параметра C :

$$C = \begin{cases} 20, & \text{при } Re_l > 2000 \text{ и } Re_v > 2000; \\ 10, & \text{при } Re_l > 2000 \text{ и } Re_v < 1000; \\ 12, & \text{при } Re_l < 1000 \text{ и } Re_v > 2000; \\ 5, & \text{при } Re_l < 1000 \text{ и } Re_v < 1000. \end{cases} \quad (5.24)$$

Исаам Мудавар в работе [220] осуществил обобщение опытных данных из 16 источников для микро и мини каналов, создав таким образом консолидированную базу данных из 2378 точек данных. Эта база данных описывает течение 9 рабочих

жидкостей и охватывает значения гидравлических диаметров от 0,349 до 5,35 мм, для диапазона массовых скоростей от 33 до 2738 кг/(м²с), чисел Рейнольдса для жидкости от 156 до 28010, массового паросодержания от 0 до 1, пониженного давления от 0,005 до 0,78, данные по изолированным и многоканальным участкам. Предложенная им кусочно-заданная аппроксимация носит характер эмпирической зависимости от числа Суратмана, Вебера и Рейнольдса для каждой из фаз:

$$Su = \frac{\rho\sigma D}{\mu^2}, B_d = \frac{q}{gh_{lv}}, We = \frac{G^2 D}{\rho\sigma}, \quad (5.25)$$

$$C = \begin{cases} C_{nb} \left(1 + 530 \left(B_d \frac{P_h}{P_w} \right)^{1,09} We_{lo}^{0,52} \right), & \text{при } Re_l < 2000. \\ C_{nb} \left(1 + 60 \left(B_d \frac{P_h}{P_w} \right)^{0,78} We_{lo}^{0,32} \right), & \text{при } Re_l \geq 2000. \end{cases} \quad (5.26)$$

Где параметр C_{nb} , аналогичный некипящему течению, определяется по:

$$C = \begin{cases} 0,39 Re_{lo}^{0,03} Su_{vo}^{0,1} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,35}, & \text{при } Re_l > 2000 \text{ и } Re_v > 2000. \\ 0,00087 Re_{lo}^{0,17} Su_{vo}^{0,5} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,14}, & \text{при } Re_l > 2000 \text{ и } Re_v < 2000. \\ 0,0015 Re_{lo}^{0,59} Su_{vo}^{0,19} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,36}, & \text{при } Re_l < 2000 \text{ и } Re_v > 2000. \\ 3,5 \cdot 10^{-5} Re_{lo}^{0,44} Su_{vo}^{0,5} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,48}, & \text{при } Re_l \leq 2000 \text{ и } Re_v \leq 2000. \end{cases} \quad (5.27)$$

В работе [133] предложено обобщение для ламинарного течения опирающееся на число Лапласа:

$$C = 26 \left(1 + \frac{Re_l}{1000} \right) \left[1 - \exp \left(\frac{-0,153}{0,27La + 0,8} \right) \right], \quad (5.28)$$

где $La = \sqrt{\frac{\sigma}{Dg(\rho_l - \rho_g)}}$.

Для узкого диапазона условий течения, а именно: $0,014 < D < 6,25$ мм, $Re_{l,g} < 2000$, в 2010 году было представлено обобщение для числа Чизхолма [212]:

$$C = 21(1 - \exp[-0,142/La]). \quad (5.29)$$

Этот результат интересен с методологической точки зрения, так как он получен на основе применения искусственной нейронной сети.

Традиционно, к достоинствам эмпирических обобщений принято относить способность описывать сложные механизмы в изучаемом объекте в широких диапазонах режимных условий. Однако для случая многофазных течений, в особенности при наличии межфазных переходов, картина течений может изменяться кардинально в довольно узких пределах изменений граничных условий – массовой скорости и паросодержания. Взаимодействие потока со стенками в узких каналах является фактором существенного влияния на вид течения, так как в этом случае закон изменения скорости в пристенном течении играет роль в большей части проходного сечения.

Сопоставляя разнообразные результаты по построению предсказательных зависимостей можно сделать вывод, что наибольшим распространением обладают те подходы, в которых охват объема экспериментальных сведений как по их размеру, так и по многообразию описываемых условий, шире. Однако даже наиболее убедительные результаты обладают общей тенденцией к увеличению погрешности в среднем и появлением крупных различий между некоторым выборочным объемом экспериментально полученных данных и предсказаниями обобщенных моделей. Как легко увидеть на Рисунке 5.6, результаты предсказания гидравлических потерь могут выходить за пределы 30% относительной погрешности. Учитывая, что это лишь одно из многих замыкающих соотношений для математических моделей более высокого уровня (по количеству охватываемых элементов оборудования и процессов, протекающих в них), подобный уровень погрешности вряд ли возможно назвать приемлемым.

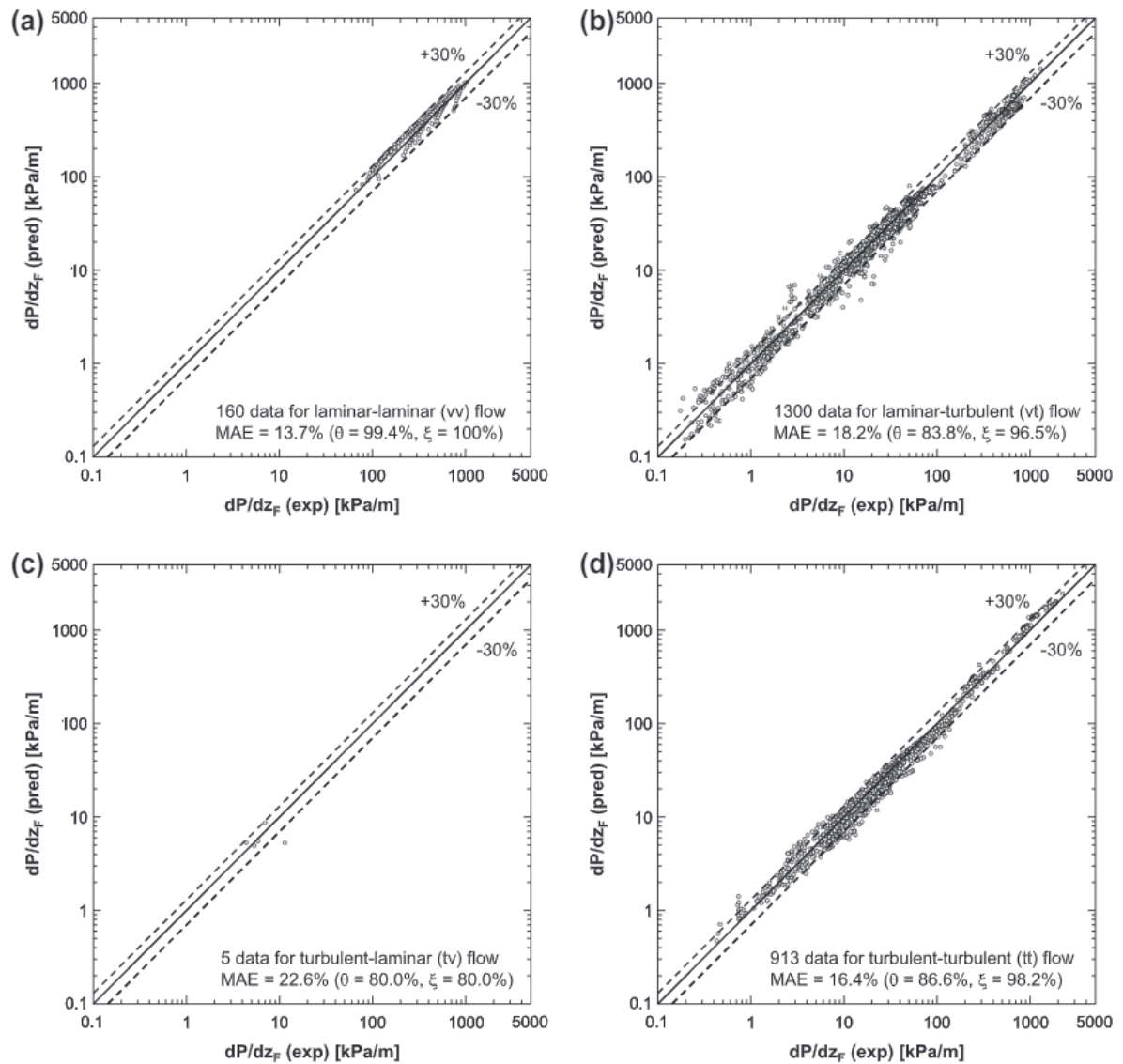


Рисунок 5.6 – Верификация модели [220] на данных о потерях давления в мини/микрочанале для: (а) ламинарно-ламинарного (vv), (б) ламинарно-турбулентного (vt), (с) турбулентно-ламинарного (tv)), и (г) турбулентно-турбулентного (tt) режимов течения. Иллюстрация цитируется из [220]

Определение истинного объемного паросодержания. Другой, и даже более фундаментальной по характеру вовлекаемых в рассмотрение процессов характеристикой двухфазного потока является паросодержание. Существует ряд причин, по которым паросодержание не может соответствовать относительной энтальпии пара:

$$x = \frac{h-h_l}{h_{lv}}. \quad (5.30)$$

Во-первых, практически для любой энергетической установки характерно использование недогретой до температуры насыщения жидкости, в результате чего в обогреваемых каналах возникает температурное неравновесие. Его ярким проявлением является возникновение первых паровых пузырей на стенках (в обогреваемых каналах) в сечениях, где в центре потока температура ниже уровня насыщения. Момент появления паровой фазы в англоязычной литературе обрел устоявшееся обозначение (Onset of Nucleate Boiling, ONB), и построению предсказательных зависимостей уделено достаточное внимание исследователей на протяжении десятилетий. Сведения о ONB приведены в начальных главах настоящей диссертации. Во-вторых, различия в плотностях, и, как следствие, в скоростях движений потоков приводят к еще большему различию между жидкой и газовой фазой, что лишает нас всякой возможности описывать паросодержание, как функцию одного параметра – относительной энтальпии.

В существующих попытках построить предсказательную зависимость для паросодержания можно выделить 5 основных моделей:

1. Гомогенное течение.
2. Модели скольжения фаз.
3. Модели дрейфа.
4. Эмпирические корреляции.
5. Численные реализации многофазных течений.

Существенная доля моделей описывается обобщенно следующего вида зависимостью:

$$\varphi = \frac{1}{1 + S_1 \left(\frac{1-x}{x}\right)^{S_2} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{S_3} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{S_4}}, \quad (5.31)$$

где S_1 – коэффициент скольжения, а эмпирические коэффициенты $S_{2,3,4}$ вычисляются при обобщении экспериментально полученных сведений. Модель гомогенного течения возникает при $S_1=1$, что означает равенство скоростей жидкой и газовой фазы. Модель скольжения фаз учитывает различия в скорости пара и воды, таким образом для нее $S_1 > 1$.

Одной из первых представленных моделей дрейфа является опубликованное в работе [219] соотношение:

$$\varphi = \frac{x}{C\left(x + \frac{\rho_g}{\rho_l}[1-x]\right) + \frac{\rho_g u_{gj}}{G}}, \quad (5.32)$$

где C – параметр, учитывающий неоднородность профиля скорости, а u_{gj} – скорость дрейфа одной фазы относительно другой. Различие между созданными моделями дрейфа заключается в выборе разнообразных зависимостей для параметра C и скорости дрейфа. Для определения замыкающих соотношений используются либо теоретические выкладки, основанные на допущениях, либо результаты обобщений эмпирических сведений.

К эмпирическим корреляциям и моделям с сильными теоретическими допущениями можно отнести опубликованные модели Levy (1960) [130]:

$$x = \frac{\alpha(1-2\alpha) + \alpha(1-\alpha)\sqrt{1-2\alpha+2\alpha\rho_l/\rho_g}}{\frac{2\rho_l(1-\alpha)^2}{\rho_g} + \alpha(1-2\alpha)}, \quad (5.33)$$

Gardner (1980) [73], применимую для широкого диапазона давлений от 1 до 190 атм:

$$\frac{\alpha}{\sqrt{1-\alpha}} = a_1 \left(\frac{Gx\sqrt{\rho_l}}{\rho_g^4 \sqrt{g\sigma(\rho_l-\rho_g)}} \right)^{2/3} \left(\frac{\rho_g v_l^2 \sqrt{g(\rho_l-\rho_g)}}{\sigma^{3/2}} \right)^{2/3 a_2}, \quad (5.34)$$

Нуq (1992) и др.:

$$\alpha = 1 - \frac{2(1-x)^2}{1-2x + \sqrt{1+4x(1-x)\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}-1\right)}}. \quad (5.35)$$

Практически все вышеперечисленные модели опираются на результаты экспериментальных исследований, выполненных в рамках ограниченного диапазона режимных условий.

Применение численных реализаций решения основных законов сохранения (уравнения Навье-Стокса) при описании течения двухфазных потоков сопряжено с

известного рода трудностями. Практический интерес обычно составляют турбулентные течения, что само по себе является широким полем приложения усилий для достижения хотя бы приближенно успешного результата. Известно, что сами по себе уравнения Навье-Стокса не имеют аналитического решения в общем случае. Невозможность прямого решения численными методами большинства практических задач вызывается необходимостью построения численных сеток слишком громоздких для возможностей вычислительной техники. Оптимистичные оценки реализуемости новых мощностей при условии сохранения роста технологических инноваций не позволяют ожидать достижения необходимого уровня техники раньше 2080 г.

Другой спектр проблем возникает при использовании моделей турбулентности, таких как RANS, LES и др. К настоящему моменту уже очевидны проблемы, связанные с применением уравнений Рейнольдса. Все модели построенные в рамках концепции декомпозиции скорости не универсальны, что приводит к обязательному условию применения методик верификации результатов численного моделирования для каждой отдельной практической задачи. При этом имманентным свойством всех моделей турбулентности является их полуэмпиричность. Наиболее успешными реализациями можно назвать модели Ментера SST (shear stress transport) и Спаларта-Аллмареса. Нельзя не отметить общую привлекательность подходов с численными реализациями, т.к. в рамках решения более общих задач зачастую все равно требуется решать уравнения Навье-Стокса в той или иной степени детализации описания течений. В то же время, постановка задачи с численным описанием всех элементов крупных энергетических установок вряд ли будет ставится в обозримом будущем. Таким образом, как отдельный нишевый инструмент, подобный подход заслуживает право на существование, но является крайне специализированным средством для определения замыкающих соотношений, таких как паросодержание и потери давления.

5.3 Исследование условий формирования затопленной струи в окрестности оптического волокна в результате коллапса парового пузыря

В настоящем параграфе представлены результаты численного моделирования динамики парового пузыря на конце оптического волокна. Такой пузырек возникает в результате поглощения водой необходимого количества энергии лазерного излучения. В параграфе 2.6 рассмотрены тепловая модель и условия для возникновения такого пузыря в недогретой жидкости. Для решения задачи движения сред в двухфазной системе (вода-пар) использована Level-set модель, описывающая движение фаз и положение границы раздела между этими фазами. Для замыкающих соотношений использовались экспериментальные данные о формировании кумулятивной струи, возникшей в результате роста и последующего схлопывания парового пузыря на торце волокна. Для рассматриваемой задачи существенно важно определение поля температуры жидкости. В связи с этим возникает потребность в подробных эмпирических данных о температурном поле в окрестности растущего пузырька, получение которых при проведении физических экспериментов зачастую затруднено. В настоящей диссертации приводятся результаты численного моделирования с экспериментальным исследованием формирования кумулятивной струи, возникающей в результате схлопывания лазерно-индуцированного парового пузыря в недогретой жидкости.

Для формирования гидродинамической картины в окрестности роста пузыря, его схлопывания, и последующего образования быстро движущихся масс горячей жидкости [53, 54] потребовались как отдельные экспериментальные исследования, так и разработка теоретической модели. Этот подход опирается на гипотезу о схожести природы кипения наблюдаемого в практике применения лазерного нагрева биологических жидкостей с эффектом образования кумулятивной струи.

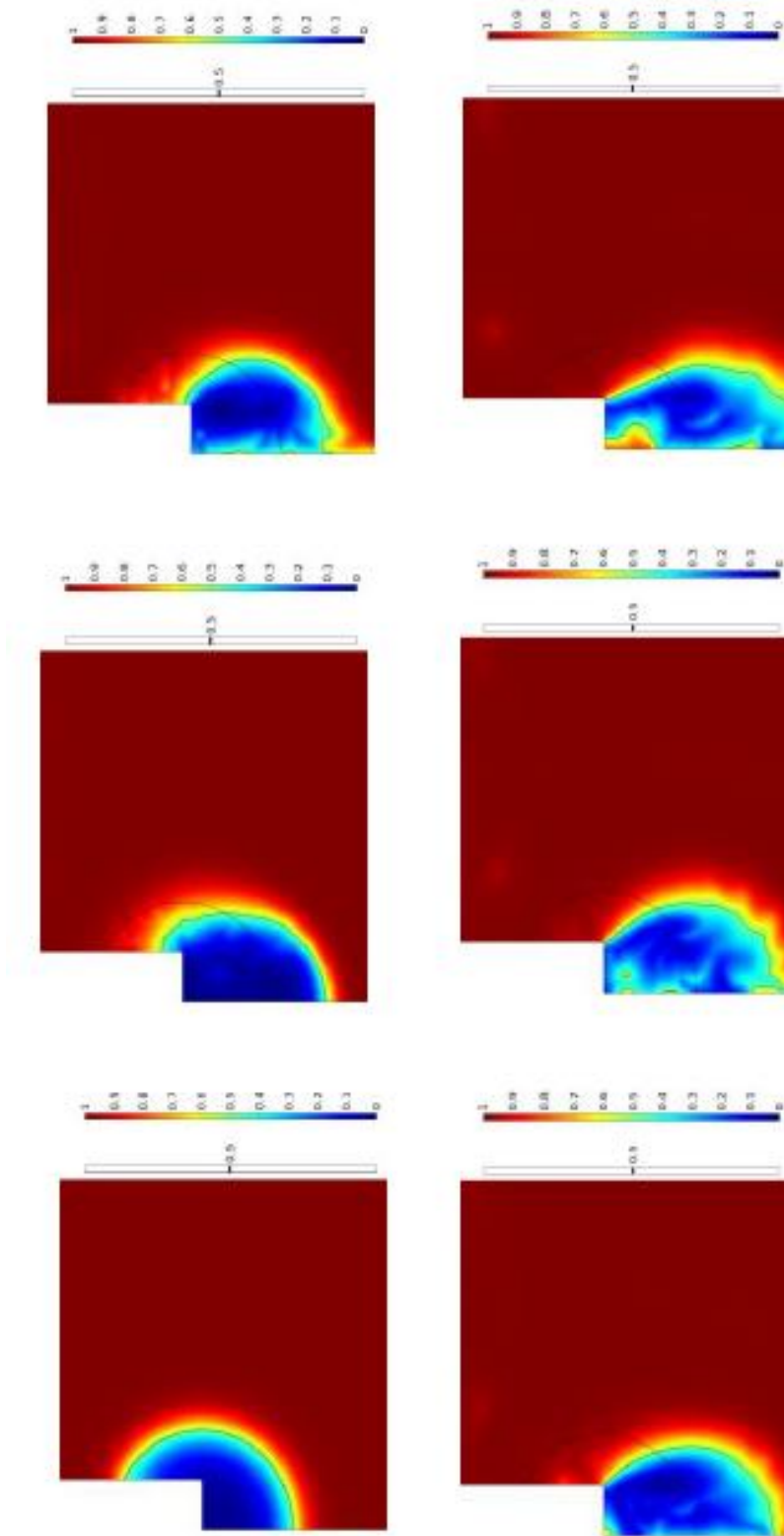


Рисунок 5.7 – Расчет фазового состояния вблизи торца оптоволокна (осесимметричная постановка) в модельном приближении генерации массы пара из диска перегретой жидкости между пузырьем и оптоволокном

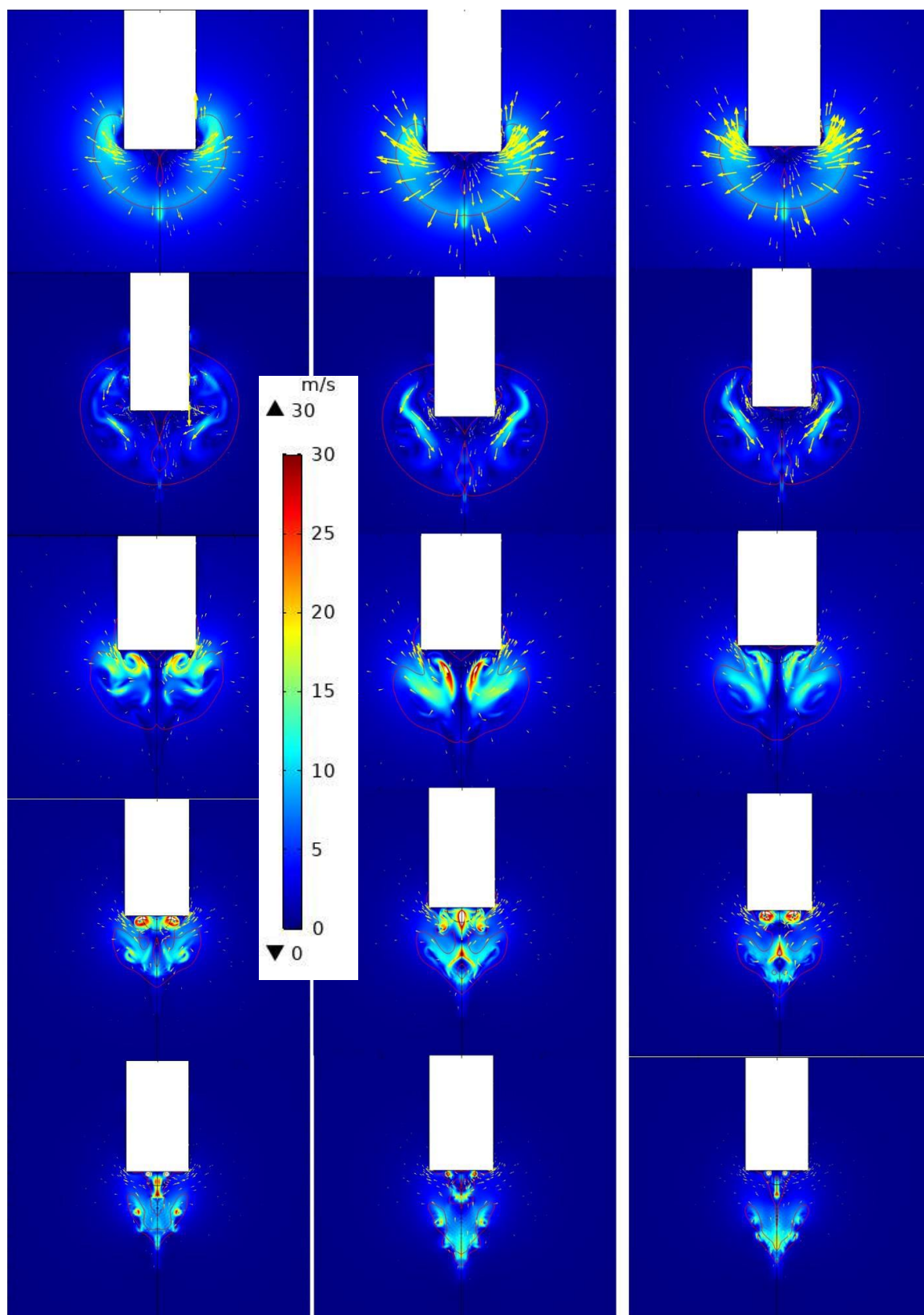


Рисунок 5.8 – Поле скорости и межфазная поверхность (красный контур), определенные для трех углов смачивания (а – 120° , б – 90° , с – 60°) в процессе схлопывания пузыря на торце оптоволокна

В работе [53] было показано, что одним из ключевых факторов, влияющих на импульс струи горячей жидкости, является угол атаки жидкости на ось оптоволоконна – передатчика лазерного излучения. Эта величина напрямую зависит от соотношения между размером пузыря и диаметром оптоволоконна, что подтвердили численные расчеты [53, 54]. Таким образом, наряду с тепловой картиной для изучения явления генерации затопленных струй при импульсном лазерном излучении в недогретой жидкости, взаимодействие жидкости с оптоволоконном является определяющим, а свойства этой системы и входящих в нее материалов являются важными параметрами. В настоящей работе рассмотрено влияние геометрии торца оптоволоконна и некоторых теплофизических характеристик на поле скорости при росте и коллапсе пузыря. В качестве граничного условия для математической модели были выбраны оцифрованные результаты оптического измерения размеров пузыря, полученные в физических экспериментах по вскипанию недогретой воды в условиях лазерного излучения через оптоволоконно.

Динамическая задача описания роста и схлопывания пузыря с образованием кумулятивной струи моделируется при помощи уравнений Навье-Стокса без специфичной модели турбулентности:

$$\rho_1 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \tau} - \rho_1 (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla \cdot \left[-p \mathbf{I} + \mu (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) \right], \quad (5.36)$$

$$\rho_1 \nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (5.37)$$

Как можно видеть из уравнений (5.36)–(5.37) нами принято допущение о несжимаемости среды в целях ускорения выполняемых численных экспериментов. Это определяет необходимость описания динамики межфазного взаимодействия, а именно приток/отток масс в паровой пузырь, на основе апостериорных представлений. В рассматриваемой задаче мы опирались на экспериментальные сведения о динамике размера пузыря, что позволило определить функцию источника массы пара от времени.

Описание динамики межфазной поверхности осуществлено с применением Level-set модели в численном моделировании с использованием фиксированной сетки. Математическая модель движения среды дополняется уравнением в виде закона сохранения импульса, решаемое относительно ϕ – величины соответствующей 0 для одной фазы (в нашем случае вода в жидком состоянии) и 1 для второй фазы (сухой пар). Изоконтур (линия или поверхность в зависимости от выбранной размерности задачи) $\phi = 0.5$ соответствует границе раздела фаз:

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi = \gamma \nabla \cdot \left(\varepsilon \nabla \phi - \phi(1 - \phi) \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \right). \quad (5.38)$$

Левая часть уравнения определяет плавное движение межфазной границы, в то время как правая часть ответственна за численную стабильность. Параметр ε определяет толщину области перехода, где значение ϕ плавно изменяется от нуля до единицы, и принимается размером порядка элемента расчетной сетки. Параметр γ определяет стабилизацию при определении величины ϕ . Если значение параметра стабилизации слишком мало, толщина границы раздела может не оставаться постоянной, что вызовет численную нестабильность при решении уравнения. В случае неоправданно больших значений параметра стабилизации интерфейс будет далек от ожидаемого по физическому смыслу. В разработанной модели значение $\gamma=10$ позволяло найти наиболее стабильный результат.

Для описания динамики парового пузыря было применено объемное выделение масс как функции от фазового состояния ϕ . Результаты расчета на основе эмпирических данных о динамике размера пузыря представлены на Рисунке 5.8. Легко заметить, что перенос энергии от движущихся масс жидкости в кумулятивную струю при схлопывании пузыря происходит эффективнее при угле смачивания 90° или 60° . На гидрофобной же поверхности геометрия границы раздела фаз вблизи оптоволокна способствует увеличению угла атаки (угол между вектором движения жидкости и осью симметрии – нормаль от торца оптоволокна), в результате чего кумулятивная струя обладает меньшим импульсом. Это согласуется с предложенной аналитической моделью образования кумулятивной струи [45].

Численные эксперименты на предмет исследования влияния вязкости на картину процесса показали практическое отсутствие значимых изменений при варьировании солесодержания от 0 до 2% (раствор NaCl). Влияние температуры, в то же время, проявлялось в увеличении импульса струи на 20% при повышении температуры жидкости от 30°C до 60°C. Объяснение этого эффекта связано с очевидным уменьшением потерь на преодоление сил вязкости, значение которой уменьшается с ростом температуры. Открытым остается вопрос о реальной термической картине в окрестности пузыря, т.к. в виду существенной пространственной сосредоточенности (доли миллиметра) и малых времен реализации (время роста и схлопывания составляет менее 1 мс) извлечение сведений в ходе физического эксперимента в достаточной степени затруднительно.

Рисунок 5.9 демонстрирует расчеты динамики поля скорости, осуществленные для двух вариантов геометрии оптоволокна с различным радиусом кривизны его ребра ($R = 0,003$ and $0,01$ мм). Легко заметить, что по мере схлопывания пузыря для случая $R = 0,01$ мм вблизи ребра формируется тор, отбирающий часть энергии движущейся массы жидкости. Как следствие этого, импульс кумулятивной струи, направленной по нормали от поверхности оптоволокна, становится несколько меньше, чем для случая $R=0,003$ мм.

Проведено численное моделирование динамики парового пузыря на конце световода, образующегося в результате поглощения энергии лазерного излучения водой. Построенная модель основана на применении модели Level-set, которая позволяет описывать движение двух фаз (воды и пара) и положение границы раздела. В качестве замыкающих соотношений использовались экспериментальные данные, связанные с возникновением кумулятивной струи в результате образования, роста и последующего схлопывания парогазового пузыря на конце световода. Предложенная нами гипотеза о решающем влиянии гидродинамической картины, а именно соотношения размера пузырька и диаметра волокна, была подтверждена численными расчетами. Определено положительное влияние гидрофильности поверхности световода на величину кумулятивного

импульса струи. Влияние концентрации соли на формирование струи оказалось ожидаемо малым из-за незначительного изменения вязкости раствора в диапазоне от 0 до 2 процентов (что используется на практике).

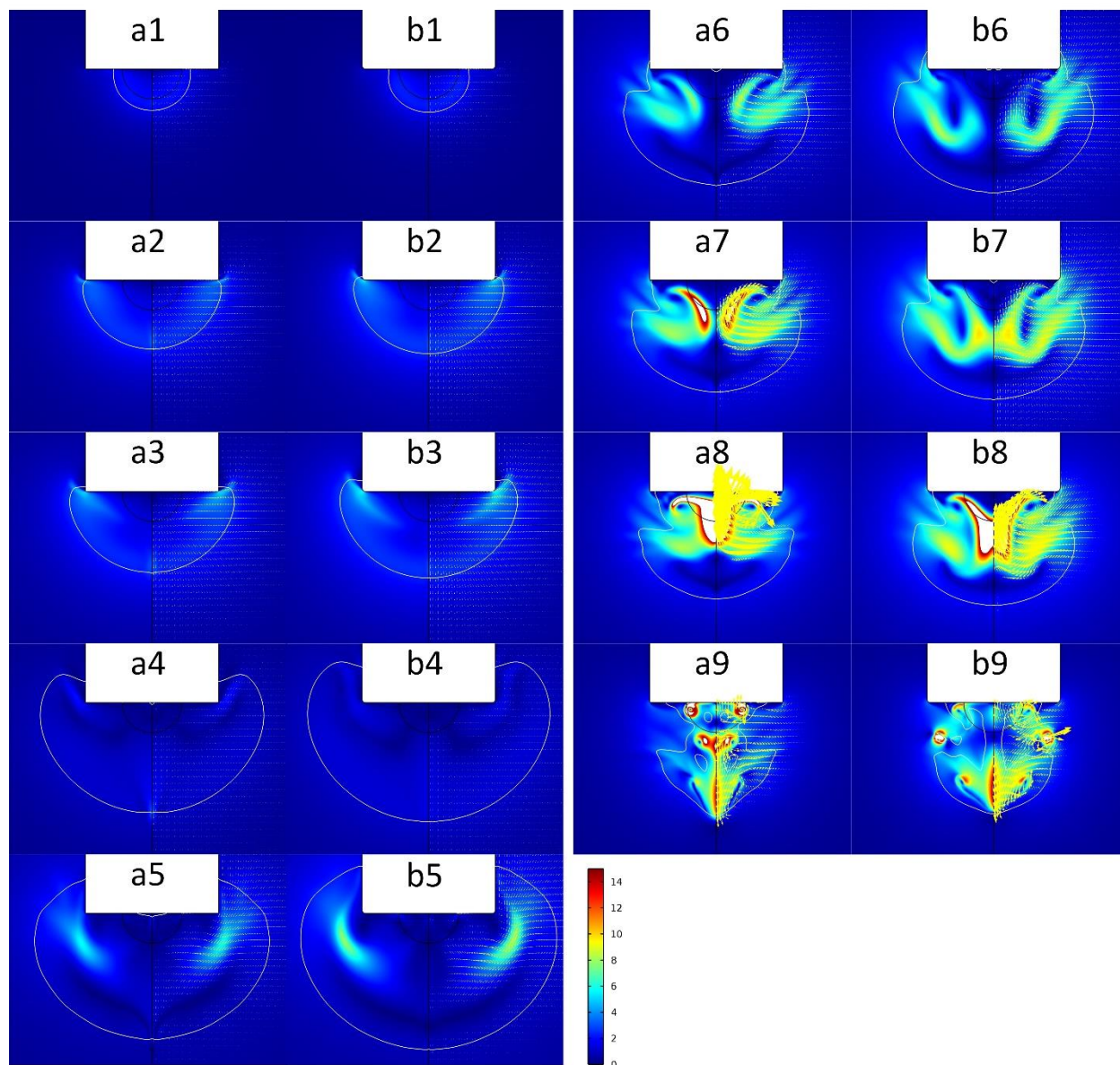


Рисунок 5.9 – Расчетное поле скорости (величина и вектор, цветом поля и направлением и длиной стрелки соответственно) для двух вариантов геометрии волокна с разным радиусом кривизны кромки:

а) $R = 0,003$ мм; б) $R = 0,01$ мм

В то же время влияние температуры жидкости существенно, ввиду значительного уменьшения вязкости жидкости при нагревании. В связи с этим необходима подробная эмпирическая информация о температурном поле в окрестности растущего пузыря. Результаты параметрических расчетов показывают, что кумулятивный импульс струи зависит от радиуса кривизны кромки на конце волокна. В силу естественных причин верификацию результатов сложно осуществить в рамках физического эксперимента, где радиус кривизны по периметру, хотя и незначительно, изменяется. Однако, как видно из Рисунка 5.10, разница между экспериментом и численным моделированием не столь значительна.

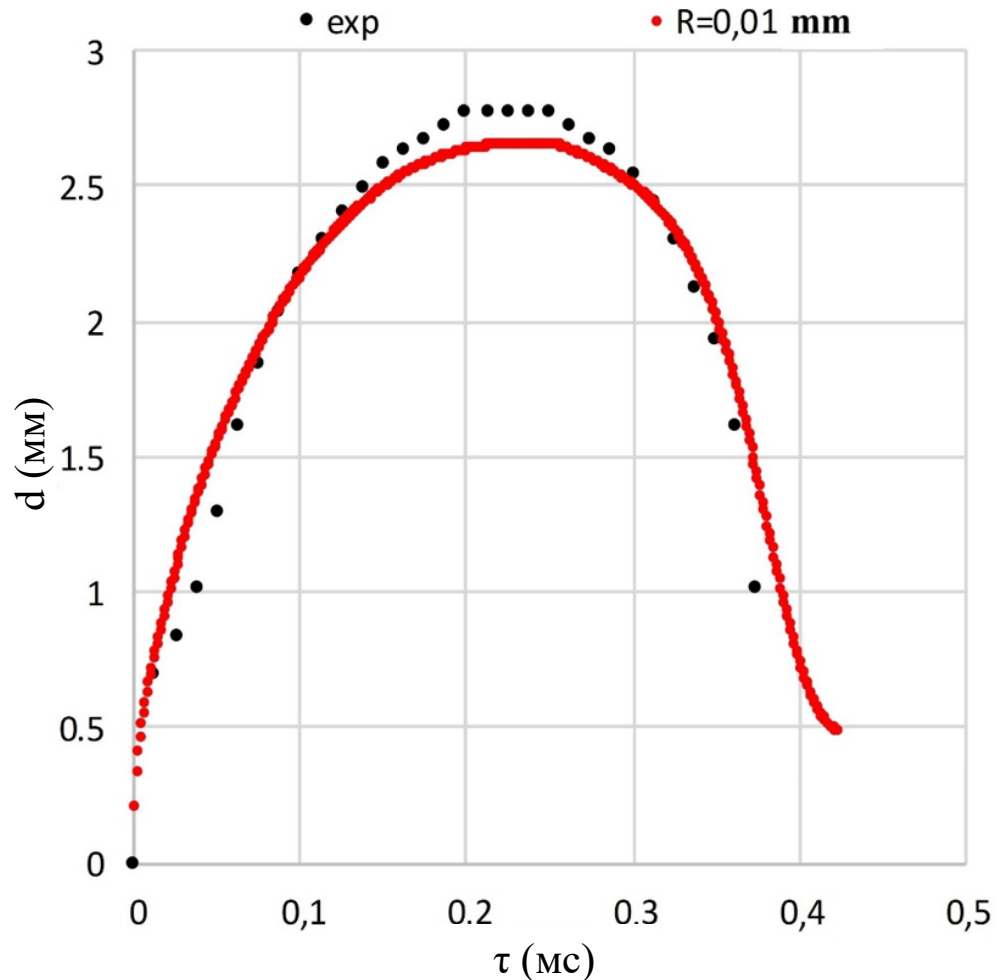


Рисунок 5.10 – Сравнение экспериментальных наблюдений и численного моделирования размера пузырьков во время одиночного зародышеобразования

Наиболее интенсивное движение жидкости происходит на начальной стадии роста пузырька, совпадающей с моментом проникновения кумулятивной струи жидкости через схлопывающийся паровой пузырек. Таким образом, математическая модель как качественно, так и количественно хорошо описывает динамику парового пузыря и, следовательно, может быть использована для анализа влияния свойств оптического волокна и/или жидкости на скорость формирующегося кумулятивного потока.

Анализ влияния вязкости. На основе разработанной модели проведены численные эксперименты, чтобы выяснить, как вязкость влияет на процесс. Было выяснено, что не происходит существенных изменений при изменении содержания соли в жидкости от 0 до 2 % (раствор NaCl). В то же время повышение температуры жидкости с 30 °С до 60 °С вызвало увеличение импульса струи на 20 %. Объяснение этого эффекта связано с очевидным уменьшением потерь, необходимых для преодоления сил вязкости, величина которых уменьшается с ростом температуры. Реальную тепловую картину в окрестности пузырька еще предстоит описать, так как ввиду значительной пространственной концентрации (доли миллиметра) и низких временных характеристик (время роста и схлопывания менее 1 мс) достаточно сложно получить информацию в ходе физического эксперимента. В то же время результаты численного анализа динамики поля температуры жидкости, поглощающей лазерное излучение, показали, что увеличение начальной температуры жидкости на 20 °С приводит к увеличению примерно на 20 % объема жидкости к моменту зарождения пузырьков. Экспериментально показано, что при изменении начальной температуры жидкости в этом диапазоне существенного изменения времени ожидания появления зародыша пара не происходит. Этот факт означает, что объем образующегося пузыря закономерно увеличивается с ростом начальной температуры жидкости, что, в свою очередь, вызывает увеличение продолжительности процесса накопления жидкости после схлопывания пузыря.

Анализ влияния радиуса кривизны торца оптоволокна. Результаты численного моделирования поля фазового состояния и поля скорости, полученные

для различных радиусов кривизны края R , выявляют связь этой геометрической характеристики с двумя основными параметрами, влияющими на характер формирования кумулятивной струи. Одним из ключевых параметров, определяющих скорость вылетающей струи, является максимальный размер парового пузыря, которого он достигает в процессе своего развития (по отношению к диаметру волокна). Вторым параметром, косвенно связанным с первым, — это угол атаки набегающего потока жидкости на оси симметрии.

На Рисунке 5.11 показана объемная динамика парового пузыря, демонстрирующая влияние радиуса кривизны края R на эволюцию пузырька. Легко видеть, что при увеличении R от 0,001 мм до 0,05 мм максимальный объем пузырьков пара увеличивается примерно на 3 %. Момент расхождения кривых на Рисунке 5.11 начинается примерно с 6 мкс. Выясним причины такого различия, анализируя характер поля скоростей на Рисунке 5.11 в окрестности края оптического волокна в заданный момент времени при различных значениях R . Видно, что в момент, когда межфазная граница достигает кромки торца волокна, она испытывает значительную деформацию, которая увеличивается с уменьшением радиуса кривизны кромки.

При наименьших значениях радиуса (при $R = 0,001$ мм) можно даже наблюдать захват некоторого объема жидкости между растущим пузырьком пара и твердой поверхностью оптического волокна. Несомненно, этот эффект действует как равнодействующая максимального объема парового пузыря.

Естественно, используемый нами метод замыкания уравнений динамики накладывает ограничения на полное описание кинетики фазового перехода. Однако любые из существующих моделей, очень чувствительны к настройке эмпирически определяемых факторов. В то же время в силу особенностей изучаемого процесса пространственные и временные масштабы настолько малы, что мы не можем использовать экспериментальную информацию высокой достоверности. В связи с этим приходится довольствоваться качественной оценкой влияния радиуса кривизны кромки на максимальный размер парового пузыря.

Несомненно, в будущем растущий потенциал экспериментальной техники позволит проверить результаты численного моделирования.

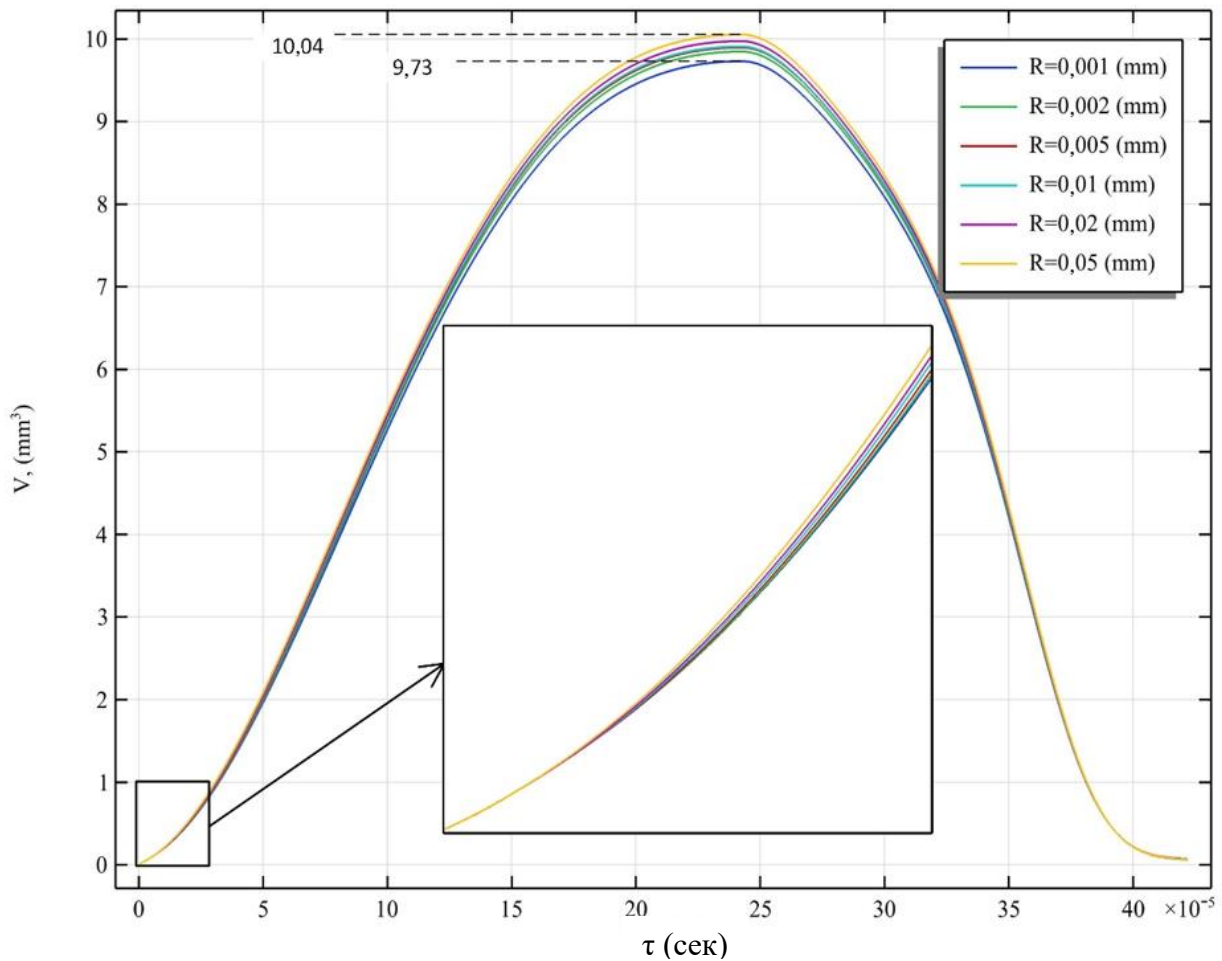


Рисунок 5.11 – Результаты численного определения объема парового пузыря при различном радиусе кривизны оптоволокна

На Рисунке 5.12 показано различие рассчитанных полей скоростей для разных радиусов кривизны кромок в момент, когда жидкость, вовлеченная в движение схлопывающимся пузырьком, набегает на ось симметрии. Таким образом, увеличение радиуса кривизны кромки приводит к уменьшению эффекта срыва потока при обтекании обратного уступа, которым является торец волокна. Как известно, обтекание обратного уступа сопровождается локальным обратным течением жидкости и образованием рециркуляционной зоны. Из Рисунка 5.13 видно, что этот эффект проявляется и в произведенных расчетах.

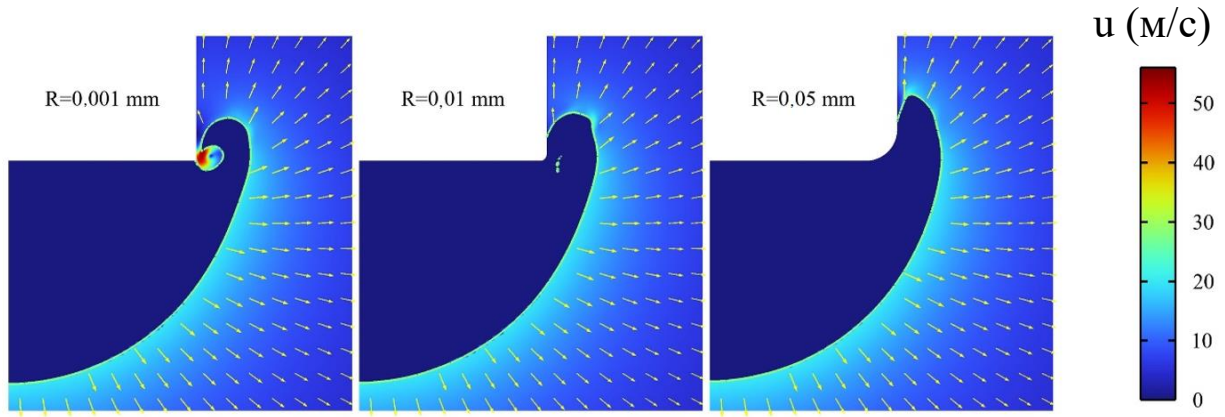


Рисунок 5.12 – Поле скоростей вблизи края волокна через 6 мкс:

1) $R = 0,001$ мм; 2) $R = 0,01$ мм; 3) $R = 0,05$ мм

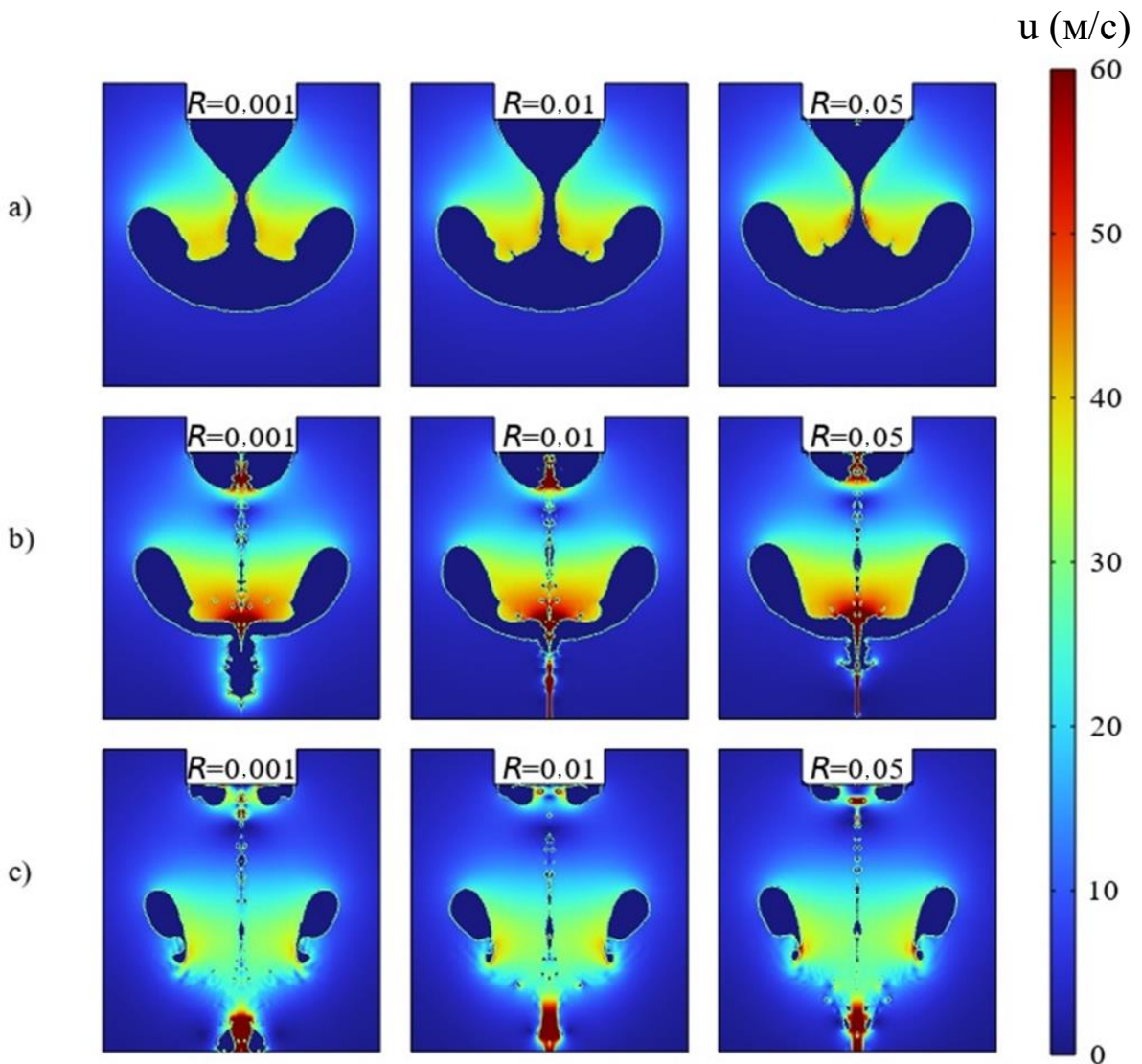


Рисунок 5.13 – Поле скоростей при схлопывании пузырька на конце оптического волокна с разным радиусом кривизны края R для трех заданных

моментов времени, начиная с момента выделения мощности лазера:

а) 391 мкс; б) 395 мкс; в) 402 мкс

Параметрические расчеты в Comsol Multiphysics показали, что увеличение радиуса кривизны кромки с 0,001 до 0,05 мм приводит к уменьшению угла атаки β и увеличению углового раскрытия. Так как течение жидкости на ось симметрии нестационарно, то нельзя выделить какое-то постоянное значение угла атаки. Поэтому на Рисунке 5.14 показана его динамика для различных значений R . Видно, что на рассматриваемом интервале времени наиболее оптимальным значением радиуса, при котором угол атаки достигает своего максимума, является $R = 0,005$ мм. Стоит отметить, что существенные преимущества обтекания более острой кромки волокна достаточно быстро нивелируются: угол атаки при $R = 0,001$ мм значительно уменьшается за время 1 мкс. По-видимому, это можно объяснить потерями энергии, происходящими при закрутке паровых масс при расширении пара. Таким образом, как показали расчеты, оптимальное значение радиуса кривизны кромки (с точки зрения получения максимальной скорости струи) составляет $\sim 0,005$ мм.

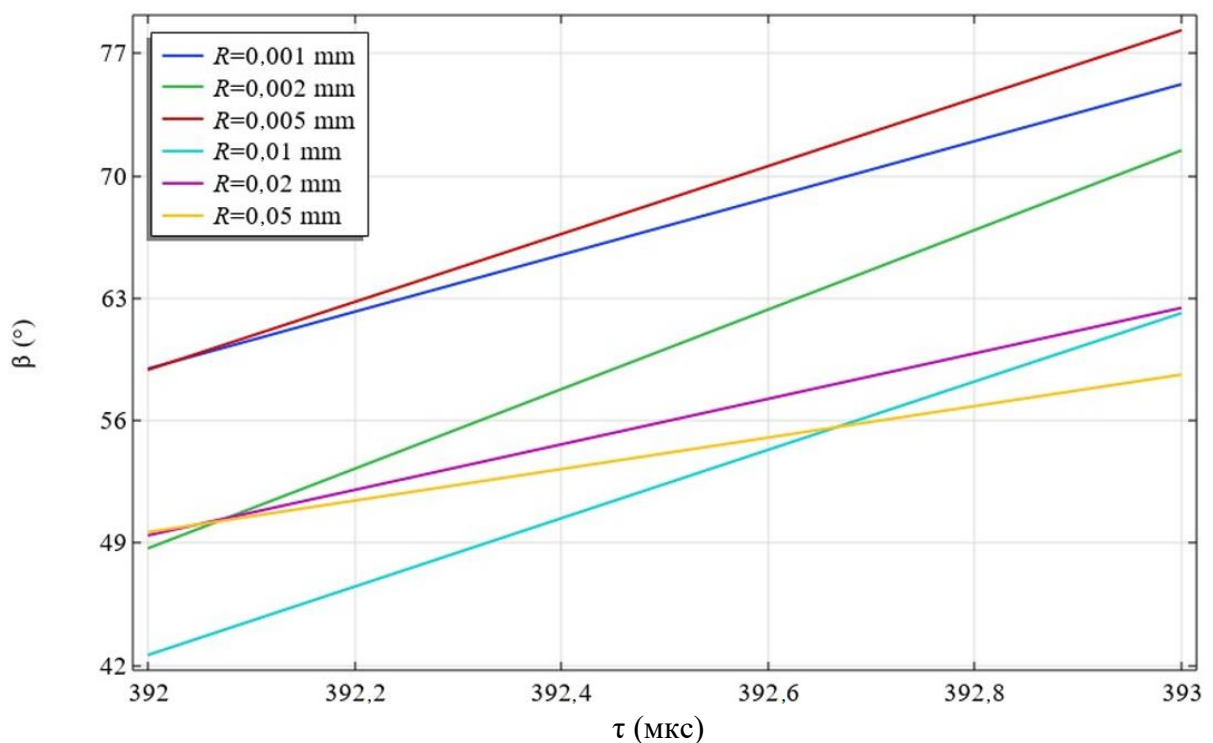


Рисунок 5.14 – Динамика угла атаки при разном радиусе кривизны кромки

Анализ влияния смачиваемости оптоволокна. Другим параметром, который может существенно повлиять на рассматриваемый процесс и который может изменяться в практических приложениях (например, за счет соответствующей механической или какой-либо другой обработки), является смачиваемость поверхности волокна.

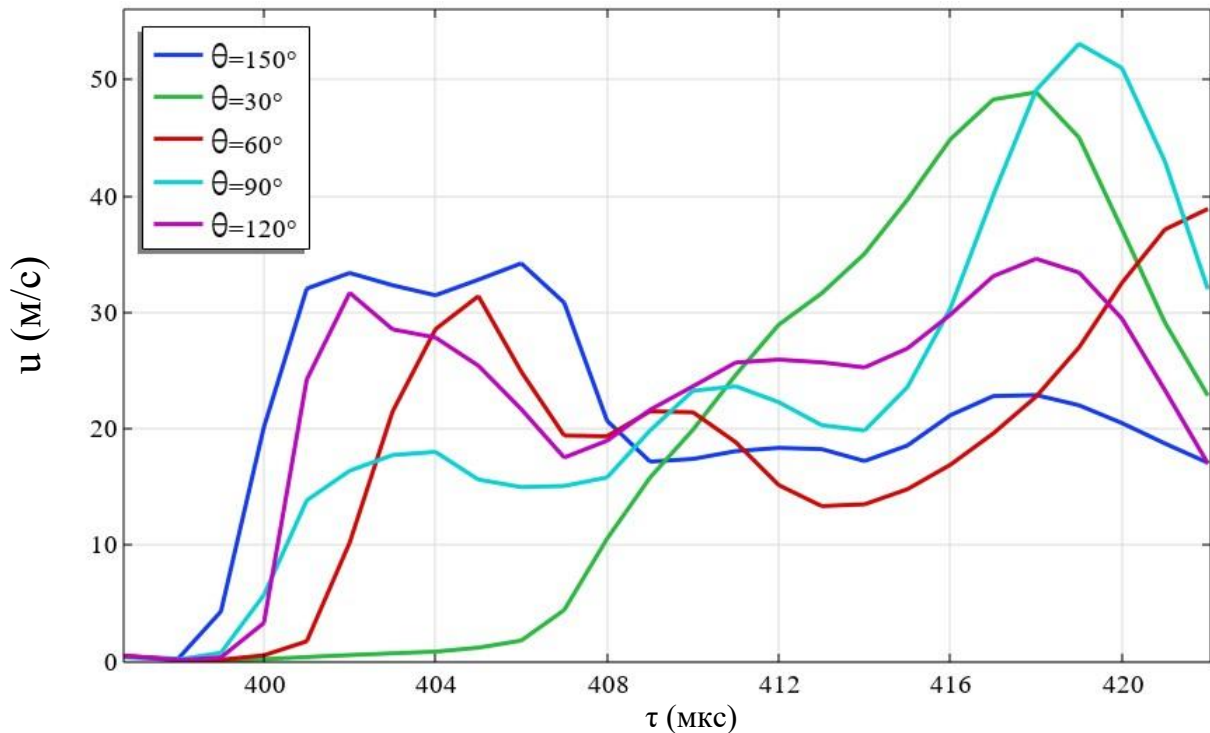


Рисунок 5.15 – Динамика скорости жидкости на расстоянии 2 мм от конца оптического волокна, рассчитанная для различной смачиваемости поверхности

Чтобы продемонстрировать это в численных расчетах, были использованы пять различных значений краевого угла θ для фиксированного радиуса кривизны края ($R = 0,01$ мм). На Рисунке 5.15 представлена динамика скорости жидкости на расстоянии 2 мм от кончика волокна для гидрофобной поверхности с краевыми углами $\theta = 120^\circ$ и 150° , нейтральной поверхности с краевым углом $\theta = 90^\circ$ и гидрофильной поверхности с краевым углом смачивания углы $\theta = 60^\circ$ и 30° . Гидрофильная поверхность, по-видимому, имеет определенное преимущество перед другими поверхностями. Во-первых, максимальная скорость струи при $\theta = 30^\circ$ достаточно велика: $u \approx 50$ м/с. Во-вторых, существенным преимуществом в данном случае является увеличение скорости струи в кратчайшие сроки. Это имеет

очевидный практический интерес в медицинских приложениях, если мы хотим максимально эффективно воздействовать на патогенную зону. Также следует упомянуть варианты с краевым углом $\theta = 60^\circ$ и 90° . Нейтральное смачивание ($\theta = 90^\circ$) обеспечивает наибольшую скорость струи, однако ее изменение существенно немонотонно (как видно из Рисунка 5.15, появляются три локальных временных максимума). Вариант с $\theta = 60^\circ$ является промежуточным вариантом, не имеющим ни одного из вышеперечисленных преимуществ: его максимальная скорость ниже, чем у 30° и 90° , а время нарастания самое большое. Однако это может представлять особый практический интерес. Варианты расчета с гидрофобными поверхностями показывают более низкие значения скорости струи, при этом ее максимальные значения достигаются раньше, после чего происходит затухание.

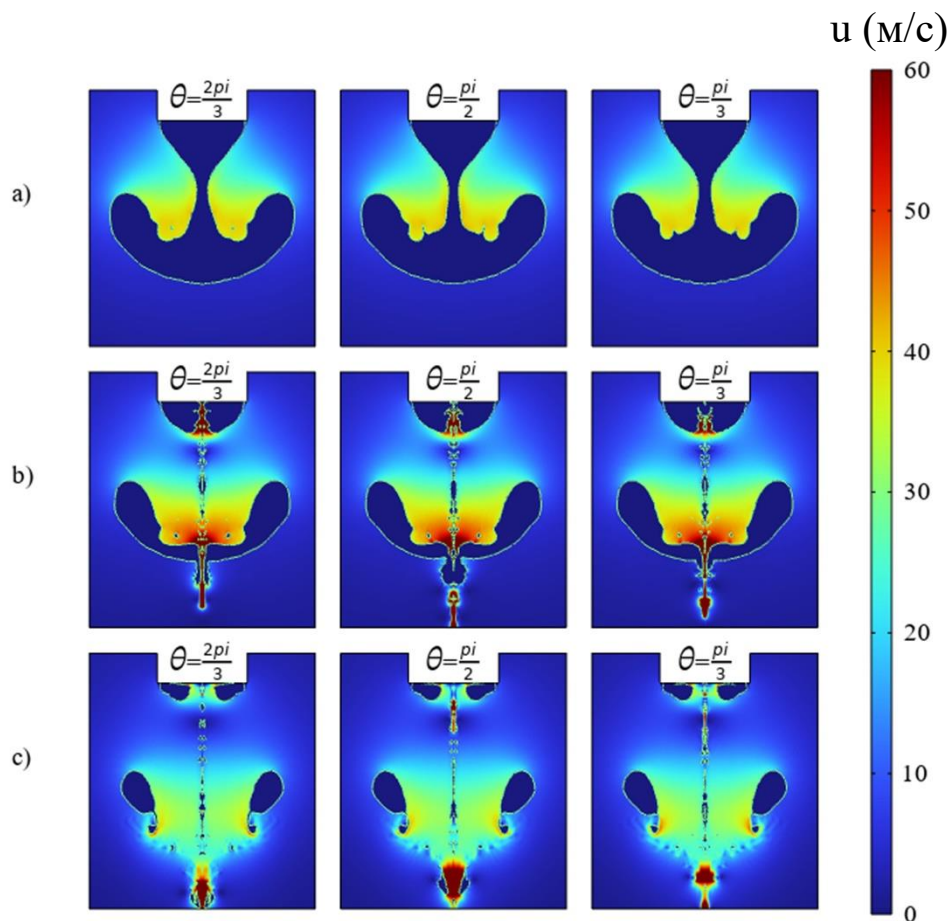


Рисунок 5.16 – Поле скоростей при схлопывании пузырька на конце оптического волокна с различным краевым углом θ для трех заданных моментов времени: а)

391 мкс; б) 395 мкс; в) 402 мкс

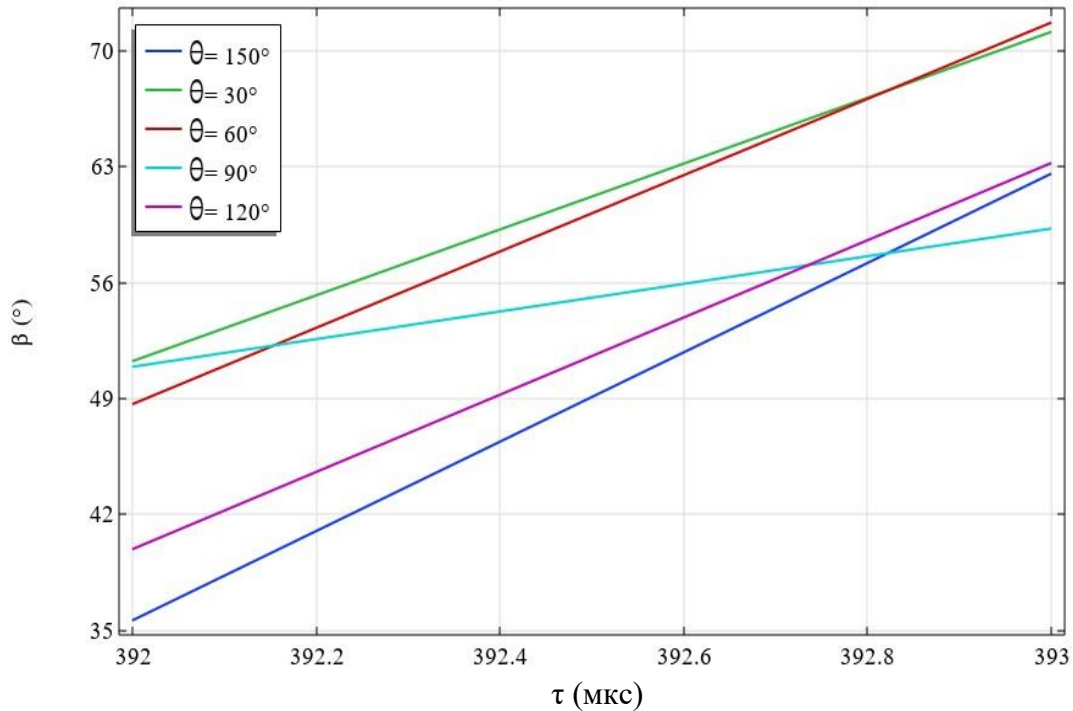


Рисунок 5.17 – Динамика угла атаки на ось симметрии при различной смачиваемости поверхности

Влияние смачивания на формирование кумулятивной струи можно объяснить, если рассмотреть условия обтекания набегающей жидкости на межфазной поверхности вблизи торца волокна. При наименьшем краевом угле жидкость обтекает торец волокна с более сильной закруткой потока в зоне рециркуляции. Как и в описанном выше случае с разными радиусами кромки волокна, сильная закрутка потока за обратным уступом приводит к увеличению угла атаки, что приводит к значительному увеличению скорости кумулятивной струи. На Рисунке 5.16, на котором представлена динамика развития кумулятивной струи при различных значениях краевого угла, можно наглядно оценить ряд приведенных выше наблюдений. Таким образом, среди трех вариантов заданного краевого угла угловое раскрытие минимально при $\theta = 90^\circ$. Основная масса кумулятивной струи распространяется вдоль оси симметрии несколько раньше при $\theta = 120^\circ$. Рисунок 5.17 подтверждает гипотезу о влиянии краевого угла на угол атаки β : наибольшим значениям краевого угла соответствуют наименьшие значения угла атаки, и, как следствие, наибольшим значениям γ . Как неоднократно

показано выше, большим значениям угла γ соответствуют меньшие значения скорости кумулятивной струи. Таким образом, для достижения наибольшей скорости затопленной струи в медицинских целях, наиболее перспективными будут материалы с наименьшими углами смачивания.

Влияние рассмотренных выше факторов на скорость кумулятивной струи жидкости можно сравнить с влиянием мощности лазерного излучения, создающей условия для образования парового пузыря вблизи торца световода. Результаты экспериментов с мощностью излучения в диапазоне мощностей от 3 до 10 Вт можно найти в [53]. Снижение скорости кумулятивной струи при увеличении мощности в 3 раза составило не более 30 %. Таким образом, полученные результаты численного моделирования свидетельствуют об определяющем влиянии свойств поверхности оптического волокна, поскольку варибельность скорости кумулятивной струи в зависимости от смачиваемости и геометрии торца составляла не менее 50 %.

5.4 Заключение к пятой главе

Представлены результаты применения методов теории гидравлических цепей для интерактивного моделирования гидрогазодинамических и тепловых процессов в оборудовании тепловых электрических станций. Сформулирована постановка задачи расчета потокораспределения в трактах энергоустановок. Показано, что все многообразие замыкающих соотношений для законов движения сред в сложных газоздушных и пароводяных трактов успешно описывается в обобщенном алгоритме расчета потокораспределения цепей с регулируемыми параметрами. Рассматривается вопрос использования методов эквивалентирования и декомпозиции гидравлических цепей применительно к трактам энергетических установок. Расчеты реальных схем оборудования энергоблоков ТЭС показали устойчивую работоспособность реализованного подхода в условиях сильных

возмущений параметров соответствующей гидравлической цепи и высокое быстродействие выполнения численных расчетов.

Анализ методов обобщения гидродинамических свойств двухфазных течений в каналах и элементах энергетических установок показал, что описание таких течений до сих пор носит характер выбора наиболее подходящих эмпирических зависимостей. Этот выбор обусловлен такими факторами, как диаметр канала, ориентация в пространстве и другие геометрические факторы, массовая скорость, наличие теплообмена, реализация фазовых переходов внутри течения, давление, относительная энтальпия. В конечном счете, сложившаяся методология выбора замыкающих соотношений сводится к выбору некоторого объема исходных эмпирических сведений, которые проецируются на моделируемую в новых задачах ситуацию. В силу высокого уровня погрешностей результаты обобщения в виде универсальных зависимостей на сегодняшний момент являются малопривлекательными. Перспективным инструментом для определения замыкающих соотношений в силу отсутствия обобщенных теоретических моделей и, как следствие, высокого уровня зависимости от эмпирических данных являются подходы с кусочно-заданными аппроксимациями.

Решена задача численного моделирования процесса нестационарного вскипания и образования кумулятивной струи в результате поглощения недогретой жидкостью импульсного лазерного излучения. Рассмотрен подход, опирающийся на эмпирические наблюдения, позволивший с высокой степенью достоверности численно описать и объяснить сложный механизм возникновения масс жидкости со скоростью вплоть до 30 м/с в результате выделения энергии малой мощности в локальном объеме. Полученная математическая модель позволяет определить степень влияния ключевых характеристик торца оптоволокна на определяющие характеристики кумулятивной струи, являющиеся важными для практических реализаций.

ГЛАВА 6 ОПИСАНИЕ РАЗРАБОТАННЫХ ПРОГРАММНЫХ КОМПЛЕКСОВ

В настоящей главе диссертации содержатся сведения о составе и принципах построения программ и комплексов программ, созданных автором для моделирования тепломассообменных процессов в энергетических установках в условиях интенсивных фазовых превращений.

Параграф 6.1 посвящен описанию программных средств, разработанных для реализации математических моделей многоступенчатой установки газификации низкосортного твердого топлива, описанных в 3 главе настоящей диссертации. Полученные с применением этих программ соответствующие результаты численного моделирования приведены в вышеуказанной главе.

Следующий параграф содержит сведения о реализованных математических моделях в виде программных средств, необходимых для теоретического исследования нестационарного вскипания недогретой жидкости в окрестности торца оптоволокну на основе анализа результатов численного моделирования и физического эксперимента. Как и в ряде других моделей, результаты физического эксперимента были использованы как для апробации математической модели, так и для редуцирования слабо верифицируемых замыкающих соотношений к чистым эмпирическим соотношениям.

В параграфе 6.3. приводятся сведения о разработанных автором диссертации программных средствах, необходимых для численного исследования процесса нестационарного вскипания недогретого потока жидкости в кольцевом канале при условии выделения тепловой энергии в металлическом проводнике.

Заключительный параграф посвящен описанию комплекса программ, составляющих математическое обеспечение для тренажера оператора энергоблок ТЭС.

6.1 Моделирование низкосортного твердого топлива

Для реализации математической модели пиролизера шнекового типа используется многофункциональная среда для построения численных моделей Comsol Multiphysics. Выбор пакета Comsol Multiphysics обусловлен его широким применением во множестве прикладных и научных задач исследователями по всему миру, в результате чего на сегодняшний момент этот программный продукт обеспечивает надежные вычисления средствами метода конечных элементов в большом диапазоне используемых физических моделей. В рамках применения этого пакета возможны решения задач стационарной постановки, динамических задач, а также осуществление параметрических исследований. На Рисунке 6.1 приведен пример пользовательского интерфейса, используемый для уточнения граничных условий модели, исследование результатов вычислений и выбора наиболее подходящих вариантов вывода результатов расчета в графическом виде. Расчет осуществляется для определения характеристик стационарного режима работы пиролизера.

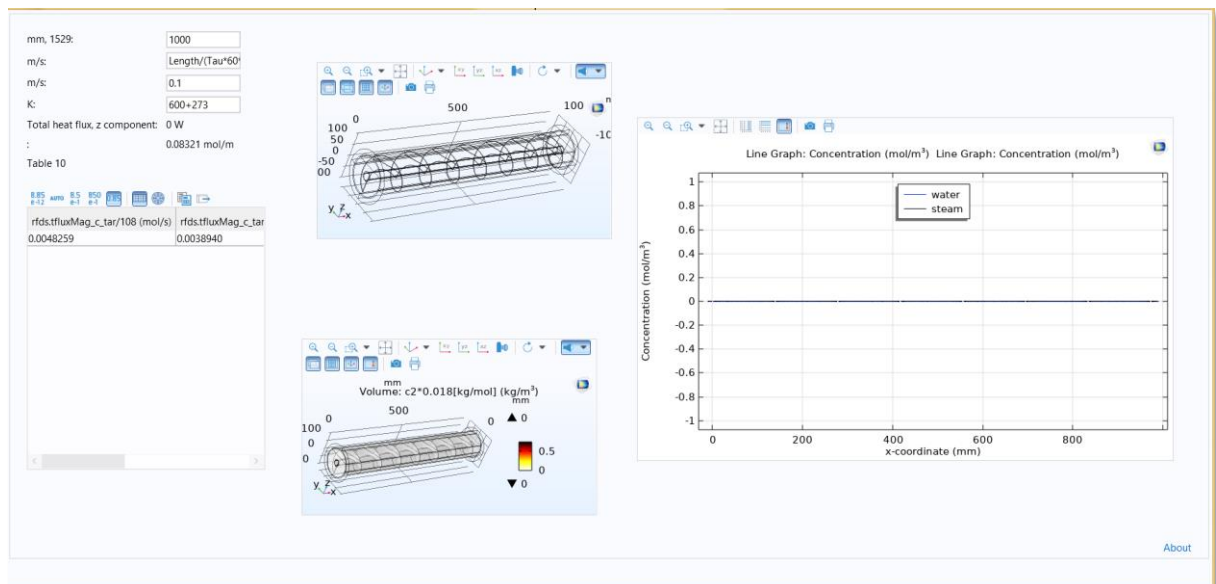


Рисунок 6.1 – Диалоговое окно для численного моделирования процессов в первой ступени установки по газификации низкосортного твердого топлива

В параграфе 3.2 изложена математическая постановка, принятые допущения и разработанная математическая модель для первой ступени установки по газификации, представляющая из себя шнековый пиролизер. Реализация математической модели средствами программной среды Comsol Multiphysics достигнута путем построения геометрии моделируемого объекта в трехмерной постановке. Для этого использованы кривые Безье соединяющей промежуточные положений плоского прямоугольника. Промежуточные положения образованы сдвигом плоского прямоугольника вдоль спирали. Опытным путем установлено что 120 промежуточных положений является оптимальным и не приводит к заметным геометрическим искажениям, влияющим на численные решения. В геометрию добавлены корпус шнека, ось, внешний кожух. Все эти объекты построены из цилиндров. В результате построения всех объектов на их пересечении появляются поверхности и области малого размера. Такие небольшие объекты значительно усложняют построение расчетной сетки и во многих случаях приводят к невозможности осуществления численных реализаций. Для решения этой проблемы был использован инструмент Repair, который позволил избавиться от объектов размером менее 3 мм (толщина стенки спирали).

Расчетная сетка при длине элемента установки в 1 м содержит общее число элементов 385 тысяч, из них 261 тысяча – тетраэдры, 109 тыс. призмы, остальное – пирамидальной формы. Оптимальное распределение и размеры ячеек вычислялись средствами пакета Comsol на основе соответствующих алгоритмов, гарантирующих хорошую сходимость для используемых дифференциальных уравнений. Для построения расчетной сетки использован пользовательский режим. Используются 3 плотности построения:

1. Для газообразной части. Включает горячий газ с ДВС и газ находящийся внутри шнека над пористой средой. Размер объёмных элементов составляет от 8,45 мм до 27,5 мм.
2. Для поверхности твердых элементов. Включает все твердые поверхности. Размер составляет от 6,34 мм до 21,1 мм.

3. Остальное. Включает твердые объемные части, такие как шнек, спираль, кожух и пр. Размер составляет от 20 мм до 236 мм.

Для численной реализации решения применяется MUMPS решатель, использующий метод LU-разложения. Такой подход позволяет решать даже некоторые некорректно поставленные задачи, а преимуществом MUMPS решателя перед другими, доступными в настоящий момент, является удобство его применения для кластерных вычислений, что позволяет расширить объем привлекаемой оперативной памяти. Последнее особенно немаловажно, в свете потенциальной необходимости применения разработанных программ для осуществления параметрических расчетов.

После запуска программы пользователь имеет возможность корректировки ряда граничных условий, таких как начальная температура греющих газов, начальная температура твердого топлива, скорость перемещения топлива вдоль оси пиролизера (в том числе через аналитическую зависимость от круговой скорости вращения шнека) и др. Отдельно стоит отметить возможность задания длины пиролизера, что позволяет осуществлять расчеты с различной геометрией моделируемого объекта. Результаты взаимодействия пользователя с программой в виде построенной геометрии, и основных элементов объекта представлены графически в средней части диалогового окна.

Для удобства отладки в текущей версии программы существует доступ ко всем переменным модели, что достигается взаимодействием через диалоговое окно в левой нижней части диалогового окна (Рисунок 6.1). В зависимости от назначения все переменные в программе можно разделить на следующие крупные группы:

1) Условия задачи описываются следующим количеством переменных: пользовательские функции – 19, материалы – 9, описания кинетики химических реакций – 11;

2) Уравнения движения моделируемых сред: давления и скорости – 11, вспомогательные функции – 9;

- 3) Блок химической кинетики описывается количеством переменных, пропорциональным числу реакций ($13 \times 12 = 156$ переменных);
- 4) Теплообмен в объекте описывается 70 переменными, включая описание потоков, внутренних переменных и пр.

Общая структура реализованной программы может быть описана состоящий из следующих групп:

1. Блок построения геометрии, включая прорисовку при выполнении параметрических вычислений;
2. Блок описания теплообмена, включая передачи энергии в пористой среде;
3. Блок решения уравнений Навье-Стокса в ламинарной постановке (DNS – прямое численное решение уравнений);
4. Блок обеспечения параметрических вычислений;
5. Блок преобразования массива расчетных данных в виде графической информации и/или экспорта.

Блок построения геометрии на основе геометрических примитивов, пользовательских значений/функций реализует информационный двойник исследуемого физического объекта для дальнейшего взаимодействия с ним, в том числе построения расчетной сетки. Блоки решения соответствующих уравнений реализуют описание теплообмена, движения сред и параметрических расчетов. Блок представления графической информации позволяет отображать исходные условия моделирования, а также промежуточные и конечные результаты вычислительных экспериментов в графической форме. Конечная информация может храниться в соответствующих файлах на физических устройства.

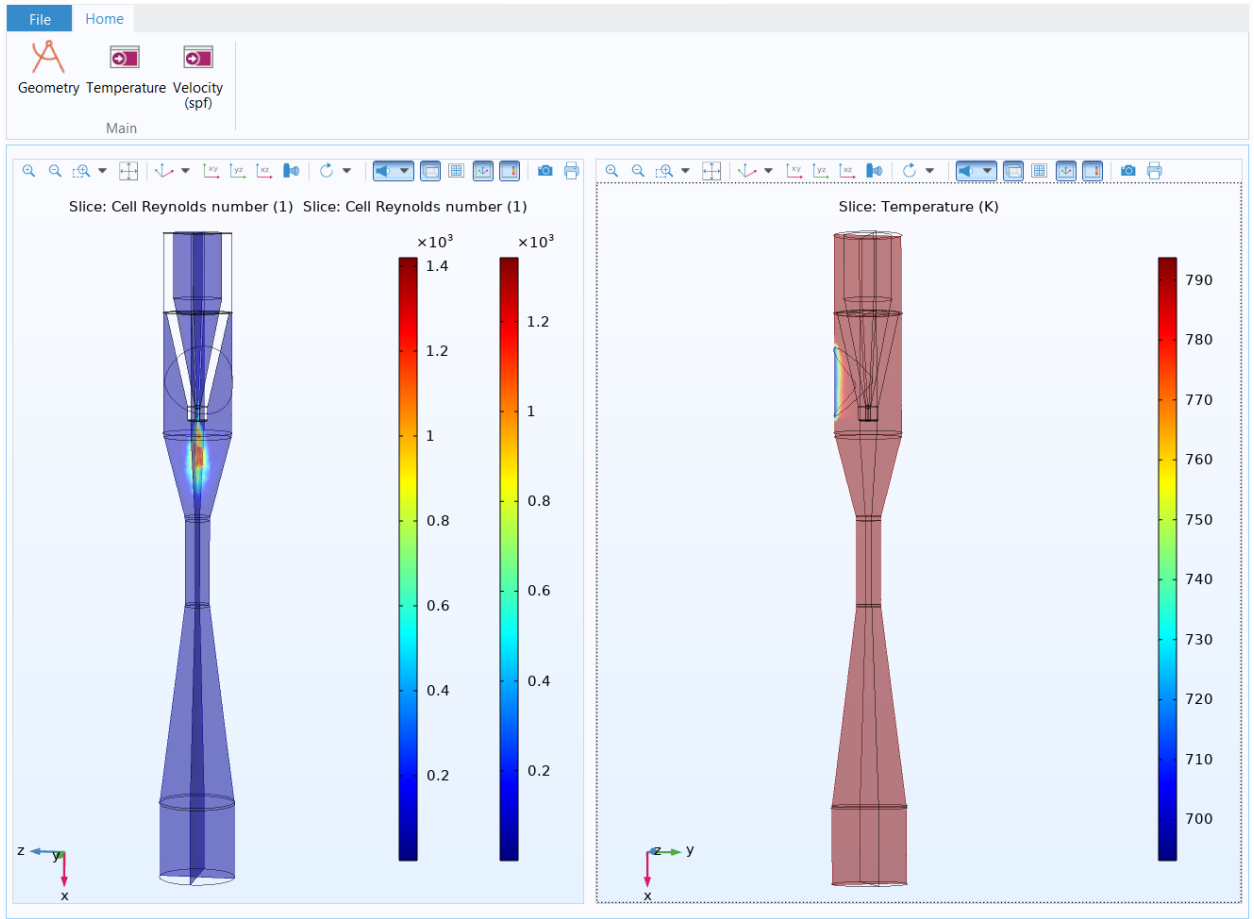


Рисунок 6.2 – Диалоговое окно для численного моделирования эжектора во 2-ой ступени установки по газификации низкосортного твердого топлива

В параграфе 3.3 описывается математическая модель эжектора, включая основные принятые допущения и описание турбулентного течения в виде RANS k - ε постановки. Как и в случае с программной реализацией математической модели первой ступени, вторая ступень реализована в виде программы средствами программной среды Comsol Multiphysics достигнута путем построения геометрии моделируемого объекта в трехмерной постановке. Расчетная сетка при длине элемента установки в 1 м содержит общее число элементов 165,5 тысяч, из них 101 тысяча – тетраэдры, 63,6 тыс. призмы, остальное – пирамидальной формы. Оптимальное распределение и размеры ячеек вычислялись средствами пакета Comsol на основе соответствующих алгоритмов, гарантирующих хорошую сходимость для используемых дифференциальных уравнений. Для построения

расчетной сетки использован пользовательский режим, с необходимой корректировкой расчетной сетки для обеспечения успешной сходимости решения. Для численной реализации решения применяется PARDISO решатель, что является обычным выбором в случае решения моделей турбулентности.

На Рисунке 6.2 приведен пример пользовательского интерфейса, используемый для уточнения граничных условий модели, исследование результатов вычислений и выбора наиболее подходящих вариантов вывода результатов расчета в графическом виде. Расчет осуществляется для определения характеристик установившегося режима работы эжектора.

После запуска программы пользователь имеет возможность корректировки ряда граничных условий, таких как начальная температура газовых продуктов реакций, поступающих из первой ступени, начальная температура воздуха и др. В зависимости от назначения все переменные в программе можно разделить на следующие крупные группы:

- 1) Условия задачи описываются следующим количеством переменных: пользовательские функции – 4, материалы – 26, описания кинетики химических реакций – 5;
- 2) Уравнения движения моделируемых сред: давления и скорости – 31, вспомогательные функции – 6;
- 3) Блок химической кинетики описывается количеством переменных, пропорциональным числу реакций ($13 \times 4 = 52$ переменных);
- 4) Теплообмен в объекте описывается 73 переменными, включая описание потоков, внутренних переменных и пр.

Общая структура реализованной программы может быть описана состоящий из следующих групп:

1. Блок построения геометрии;
2. Блок описания теплообмена;
3. Блок решения уравнений Навье-Стокса в турбулентной постановке (RANS k-ε модель с транспортом тепла по модели Кейс-Кроуфорд);

4. Блок преобразования массива расчетных данных в виде графической информации и/или экспорта.

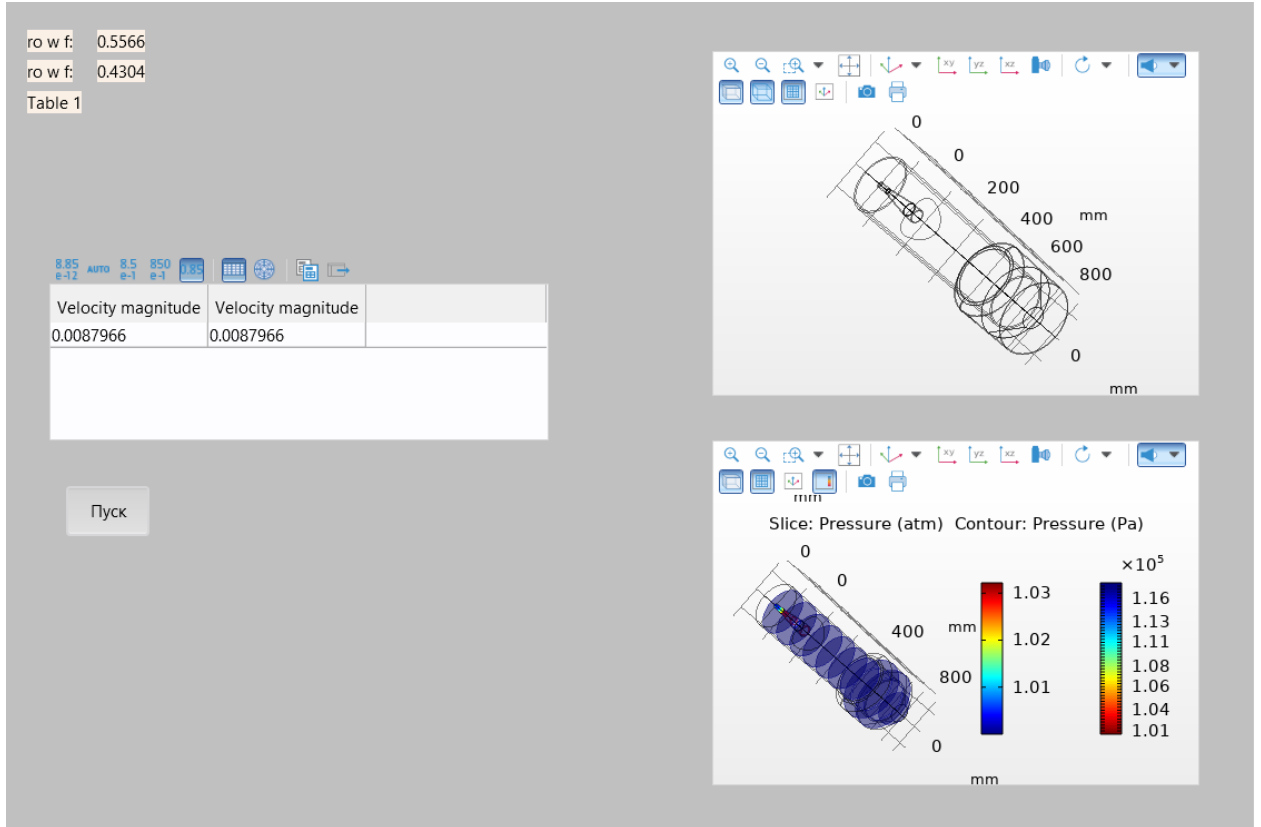


Рисунок 6.3 – Диалоговое окно для численного моделирования функционирования бункера установки по газификации низкосортного твердого топлива

Финальную часть программного обеспечения, созданного для разработки перспективной технологии газификации низкосортного твердого топлива, составляет реализация математической модели бункера в программной среде Comsol Multiphysics. На Рисунке 6.3. представлен интерфейс программы, разработанный для взаимодействия с входными данными для расчета, анализа полученных результатов в графическом и текстовом виде, а также их экспорта в удобном для постобработки внешними программными средствами. Целью расчета являлось определение полей температур и скорости продуктов реакции в приближении к стационарному состоянию работы оборудования. Пользователь

имеет возможность изменения таких граничных условий, как температуры входящих потоков, массовые расходы, ключевые коэффициенты кинетических констант и др.

Входящие в математическую модель переменные можно отслеживать в ходе выполнения расчета, и условно можно разделить на следующие группы:

- 1) Условия задачи описываются следующим количеством переменных: материалы – 26, описания кинетики химических реакций – 11;
- 2) Уравнения движения моделируемых сред: давления и скорости – 38, вспомогательные функции – 6;
- 3) Блок химической кинетики описывается количеством переменных пропорциональным числу реакций ($13 \times 11 = 143$ переменных);
- 4) Теплообмен в объекте описывается 85 переменными, включая описание потоков, внутренних переменных и пр.

Общая структура реализованной программы может быть описана состоящий из следующих групп:

1. Блок построения геометрии;
2. Блок описания теплообмена;
3. Блок решения уравнений Навье-Стокса в турбулентной постановке (RANS k-ε модель с транспортом тепла по модели Кейс-Кроуфорд);
4. Блок преобразования массива расчетных данных в виде графической информации и/или экспорта.

Таким образом, в вышеописанном комплексе программ реализованы численные методы и математические модели процессов, протекающих в разрабатываемой перспективной установке по газификации низкосортного твердого топлива. Пользователь программ имеет возможность осуществлять вариативные расчеты, в том числе в виде параметрического исследования, для поиска оптимальных условий функционирования оборудования. Результаты исследований представлены в публикациях автора [119–124].

6.2 Моделирование условий образования кумулятивной струи при поглощении недогретой жидкостью лазерного излучения

Реализация математических моделей процессов, протекающих в недогретой жидкости в окрестности торца оптоволокна при поглощении лазерного излучения, выполнена, как и в предыдущем параграфе 6.1, средствами среды мультифизического моделирования Comsol Multiphysics. Общая постановка исследовательской задачи потребовала разработки двух независимых программных реализаций, так как подзадачи – определение условий возникновения паровой фазы и динамика паровых структур с возникновением кумулятивной струи жидкости, отличаются как по времени реализации процессов, так и по существу рассматриваемых физических явлений.

Для начала приведем описание программной реализации задачи определения теплообмена излучением и теплопроводность внутри жидкой фазы. Расчетная сетка рабочего пространства в виде цилиндра длиной 20 мм и радиусом 10 мм содержит общее число элементов 145 тысяч, из них 130 тысяч – тетраэдры, 15 тыс. призмы. Для построения расчетной сетки использован пользовательский режим, с необходимой корректировкой расчетной сетки для обеспечения успешной сходимости решения. Для численной реализации решения применяется PARDISO решатель. После запуска программы пользователь имеет возможность корректировки ряда граничных условий, таких как начальная температура жидкости, угол смачивания жидкостью поверхности оптоволокна, мощность излучения лазера и др. Результаты взаимодействия пользователя с программой в виде построенной геометрии, и основных элементов объекта представлены графически в правом окне интерфейса (Рисунок 6.4). В диалоговой части интерфейса программы организован доступ к граничным условиям решения математической модели. Для выполнения аналитических исследований в правом верхнем углу диалогового окна имеется графическая интерпретация результатов

расчета, например, динамика вероятности нуклеации или значения температуры в указанной точке рабочего пространства и др.

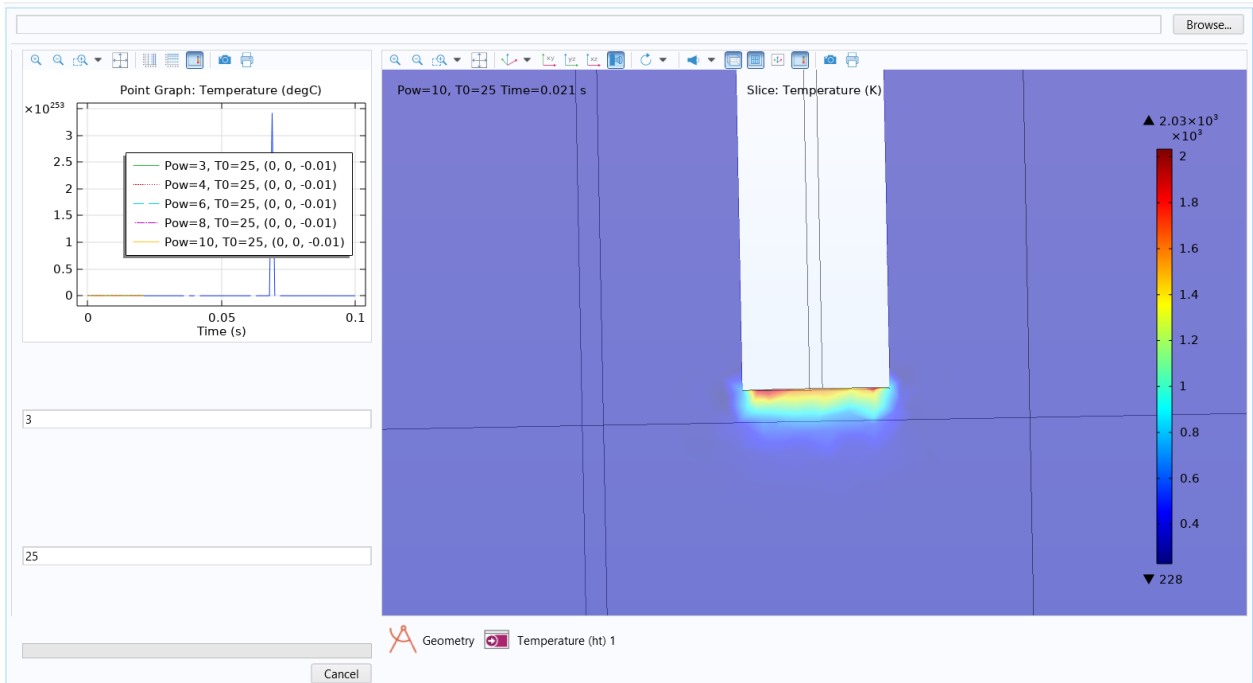


Рисунок 6.4 – Диалоговое окно программы для численного определения поля температур и времени ожидания появления парового пузыря в условиях поглощения жидкостью лазерного излучения с заданными температурой и мощностью соответственно

Входящие в математическую модель переменные можно отслеживать в ходе выполнения расчета, и условно можно разделить на две группы:

- 1) Условия задачи описываются следующим количеством переменных: материалы – 8;
- 2) Теплообмен в объекте описывается 144 переменными, включая описание тепловых потоков, внутренних переменных и пр.

Общая структура реализованной программы может быть описана состоящий из следующих групп:

1. Блок построения геометрии;
2. Блок описания теплообмена;

3. Блок преобразования массива расчетных данных в виде графической информации и/или экспорта.

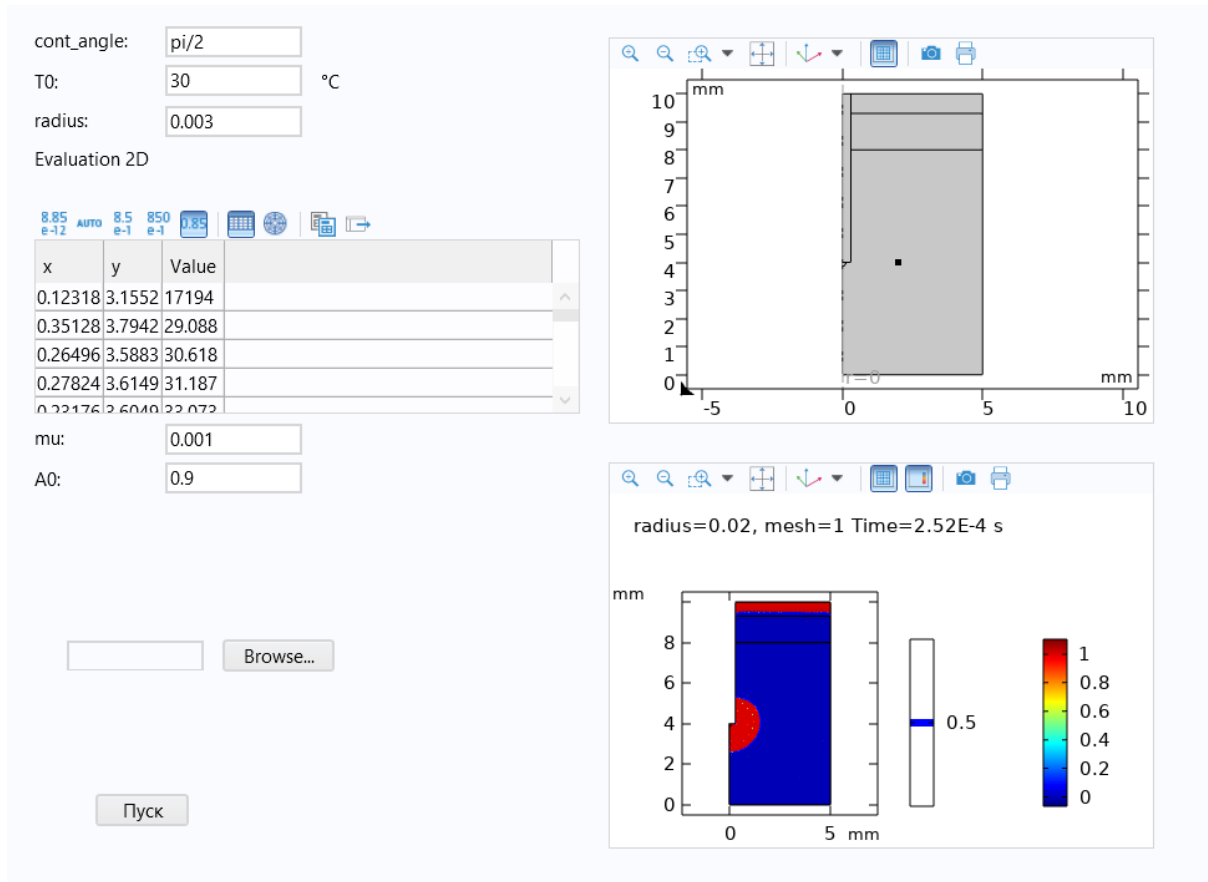


Рисунок 6.5 – Диалоговое окно программы для численного моделирования динамики парового пузыря на торце оптоволокна

В комплексе программ реализованы численные методы и математические модели процессов, возникающих последовательно при прохождении лазерного импульса через оптоволокно, погруженное в объем недогретой до температуры насыщения воды. Пользователь программ имеет возможность осуществлять вариативные расчеты, в том числе в виде параметрического исследования, для изучения влияния условий (свойств материалов, начальной температуры, мощности излучения) на образующуюся кумулятивную струю. Результаты исследований представлены в публикациях автора [53, 110, 127].

6.3 Моделирование пристенного слоя жидкости в кольцевом канале при импульсном характере тепловыделения

Для проведения численных экспериментов с моделями пристенного слоя жидкости в кольцевом канале средствами среды мультифизического моделирования Comsol Multiphysics реализована нестационарная постановка математической модели, описанной во второй главе настоящей диссертации. Расчетная сетка области вычисления в виде цилиндра длиной 20 мм и радиусом 3 мм содержит общее число элементов 71 тысяч. Для построения расчетной сетки использован пользовательский режим, с необходимой корректировкой расчетной сетки для обеспечения успешной сходимости решения. После запуска программы пользователь имеет возможность корректировки ряда граничных условий, таких как начальная температура жидкости, характер выделения электрической энергии, свойства участвующих тел и др. путем загрузки файла данных в необходимом формате. Результаты взаимодействия пользователя с программой в виде построенной геометрии, и основных элементов объекта представлены графически на интерфейсе (Рисунок 6.6).

Входящие в математическую модель переменные можно отслеживать в ходе выполнения расчета, и условно можно разделить на следующие группы:

- 1) Условия задачи описываются следующим количеством переменных: материалы – 25;
- 2) Описание электромагнитных эффектов – 52;
- 3) Уравнения движения моделируемых сред в ламинарной постановке – 18;
- 4) Теплообмен в объекте описывается 125 переменными, включая описание потоков, внутренних переменных и пр.

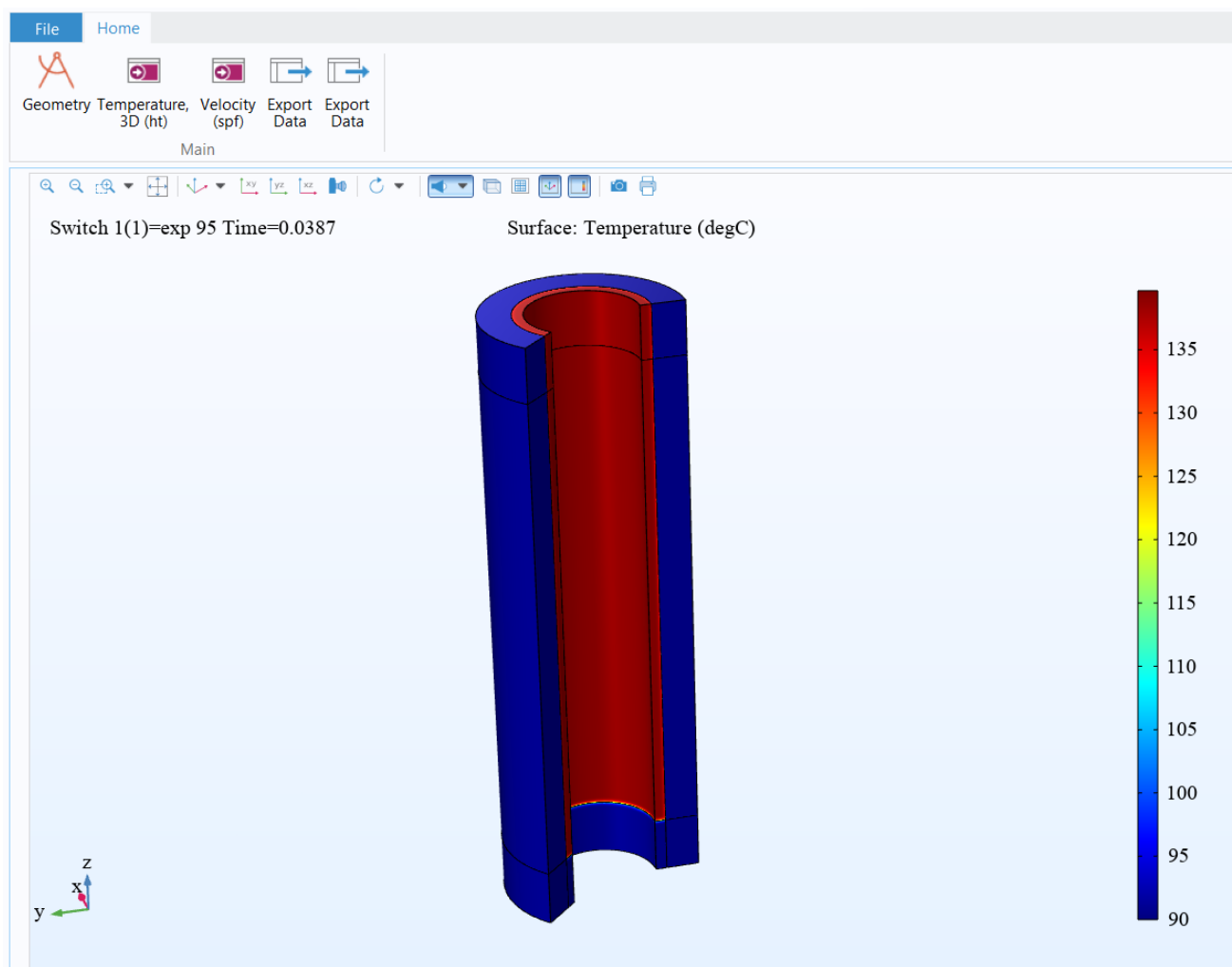


Рисунок 6.6 – Диалоговое окно программы для численного определения полей скорости и температуры с заданным характером выделения электрической энергии

Общая структура реализованной программы может быть описана состоящий из следующих групп:

1. Блок построения геометрии;
2. Блок решения распределения электромагнитного поля и выделяемой джоулевой энергии в проводнике;
3. Блок описания теплообмена;
4. Блок решения уравнений Навье-Стокса в ламинарной постановке;
5. Блок преобразования массива расчетных данных в виде графической информации и/или экспорта.

Таким образом, в вышеописанном комплексе программ реализованы численные методы и математические модели теплообменных процессов, протекающих при нестационарном вскипании потока недогретой до температуры насыщения жидкости в результате импульсного тепловыделения в металлическом нагревателе. Результаты исследований представлены в публикациях автора [111–118, 125, 126].

6.4 Математическое обеспечение тренажера энергоблока

Применение обучающих тренажеров с целью повышения эффективной работы, снижения уровня аварийности и поддержания квалификации персонала после перерывов в выполнении служебных обязанностей стало уже устоявшейся практикой. Уровень реализации процессов, протекающих в элементах теплоэнергетического оборудования, вплоть до сегодняшнего дня существенно отстает от передового края, воплощаемого для нужд атомной промышленности. Не в последнюю очередь здесь играет существенная инерция в развитии математического обеспечения, в наполнении последнего результатами научных работ и инженерных изысканий последних десятилетий. Для моделирования работы оборудования энергоблока иркутской ТЭЦ–10 автором реализованы результаты исследований, отраженных в пятой главе диссертации. ТЭЦ–10 представляет собой крупную тепловую электростанцию, расположенную в г. Ангарске. Отличительной особенностью ТЭЦ–10 является пионерная для России реализация блочной компоновки прямоточных котлов ПК–24 с турбоагрегатом. Основное оборудование станции составляют:

- 1 теплофикационный турбоагрегат ПТ–60–90/13;
- турбоагрегат К–150–130 (конденсационный);
- 14 пылеугольных котельных агрегатов ПК–24;
- пылеугольный котлоагрегат ТП–10.

В состав моделируемого энергоблока входят два прямоточных котла ПК–24, паровая турбина К–150–130 и вспомогательное оборудование.

Сочетание реализаций численных кодов и создания графического интерфейса побудила автора к реализации математического обеспечения средствами среды Delphi. В составе математического обеспечения тренажера входят методы численного решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений, методы решения задачи потокораспределения, описанные в параграфе 5.1, включающие методы двойной итерации, полунявные схемы Рунге-Кутты 4го порядка и др. Алгоритм выполнения расчета динамической постановки задачи в трактах энергоустановки можно укрупненно разбить на два основных этапа – подготовительный и циклический. Подробное изложение содержания каждого из этапов рассмотрим ниже.

Подготовительный этап. Суть выполнения этого этапа состоит в определении значений замыкающих коэффициентов в уравнениях и соответствующих содержательных параметров (расходы, давления, температуры и др.). Идентификация параметров оборудования является известной проблемой при моделировании технологических устройств высокой сложности. Для ее решения требуется выполнение отдельных подзадач, что отражается в решении балансовых уравнений, являющихся редуцированным вариантом исходных систем дифференциальных уравнений для стационарного состояния оборудования. Последовательность выполнения расчета каждой системы энергоблока по шагам можно изложить в следующем виде:

1. гидравлическая цепь (ГЦ) пароводяного тракта (ПВТ) – определение значений замыкающих коэффициентов;
2. ГЦ ПВТ – определение статики, то есть расчет состояний всех параметров исходя из условий достижения стационарного состояния;
3. ГЦ газоздушного тракта (ГВТ) – определение коэффициентов;
4. ГЦ ГВТ – определение статики;
5. Определение давлений в ветвях ГЦ ПВТ и ГВТ (как среднеарифметических);

6. Определение констант теплообмена в экономайзере;
7. Определение статики теплообмена в экономайзере;
8. Определение констант теплообмена для модели нижней радиационной части котельного агрегата (НРЧ);
9. Определение статики теплообмена в НРЧ;
10. И т.д. по всем поверхностям нагрева.

По мере готовности тренажера к выполнению задачи имитационного моделирования работы оборудования запускается **циклически выполняемый расчет динамики**. Алгоритм выполнения этого расчета состоит из следующих шагов:

1. Расчет ГЦ пароводяного тракта
2. Расчет ГЦ газоздушного тракта
3. Определений давлений в ветвях ГЦ ПВТ и ГВТ
4. Расчет теплообмена в элементе оборудования
5. Расчет энтальпий на входе в следующий элемент оборудования (необходимо из-за возможных соединений, впрысков и т.д.)
6. Повторение пунктов 4 и 5 по всем элементам оборудования
7. Проверка величин сопротивлений в ГЦ ПВТ и повторение п. 1–6 при недостижении требуемой точности;
8. Завершение калькуляций и готовность к выполнению расчета на следующем временном шаге.

Входящие в состав общей математической модели тренажера отдельные комплексы, а именно – модели пароводяного тракта, газоздушного тракта, пылеприготовительной системы, турбинной установки, вместе с дополнительными модулями, обеспечивающими отладку, запись, вывод интерфейса и взаимодействие оператора с моделями схематично приведены на Рисунке 6. 7. Как видно из Рисунка, обеспечение работы тренажера достигается наличием не только описания процессов работы в виде соответствующих комплексов программ расчета

гидравлических трактов, но и средствами отладки, защиты, взаимодействия оператора и управляющей системой.

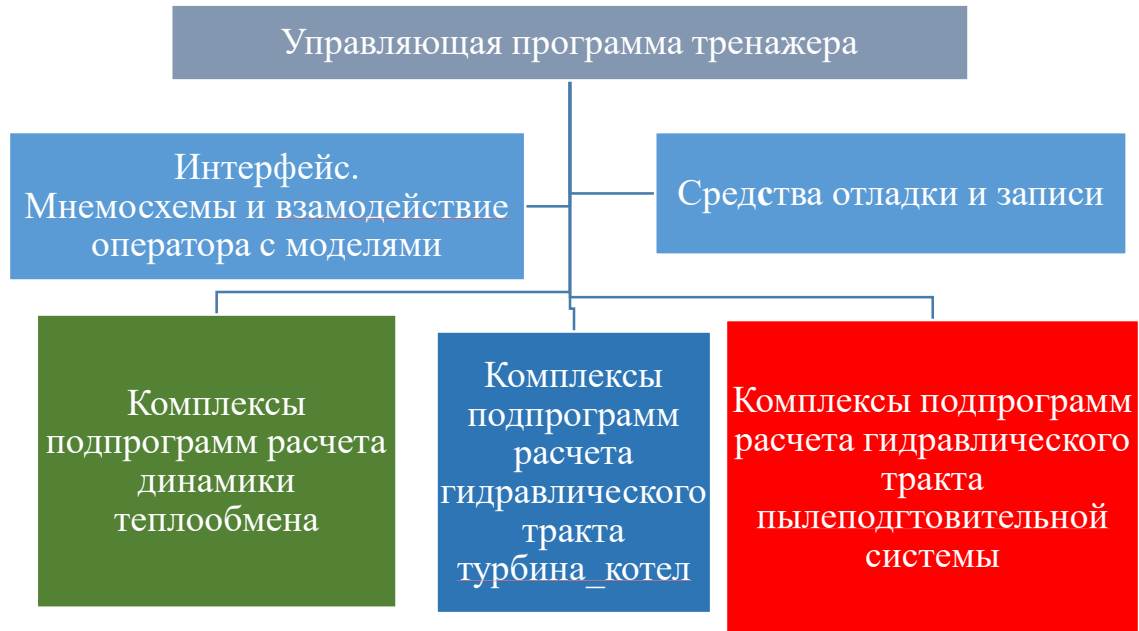


Рисунок 6.7 – Архитектура тренажера энергоблока

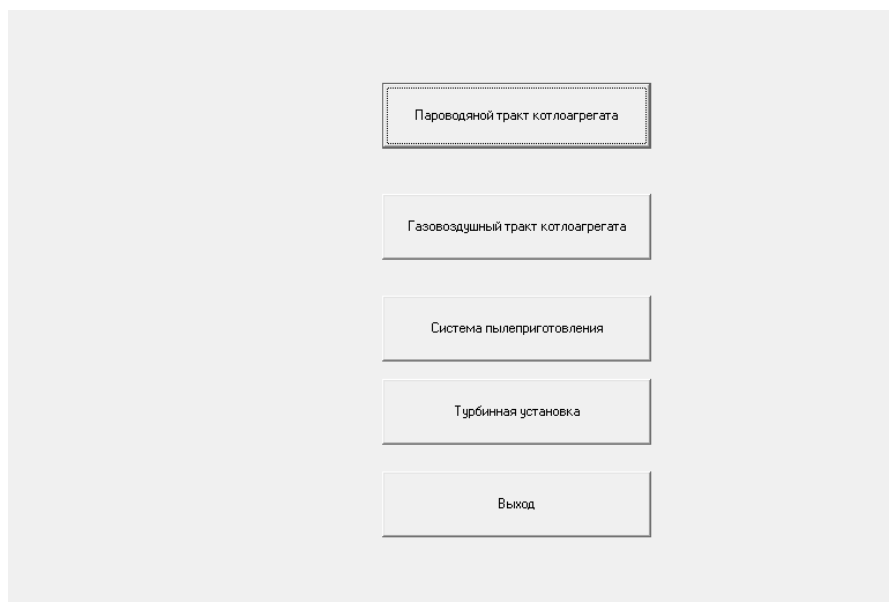


Рисунок 6.8 – Интерфейс для доступа оператора к соответствующим частям математической модели энергоблока

Оператор тренажера имеет возможность осуществлять управление имитационной всережимной динамической моделью энергоблока тепловой

электрической станции для отработки своих действий в режиме реального времени. Управляющие воздействия могут быть заданы на устройствах управления командами оператора (см. Рисунки 6.8–6.12), либо с помощью заранее созданной пользователем управляющей последовательности событий, а также в результате реакции системы автоматического регулирования. Результаты исследований представлены в публикациях автора [11–13, 15, 16].

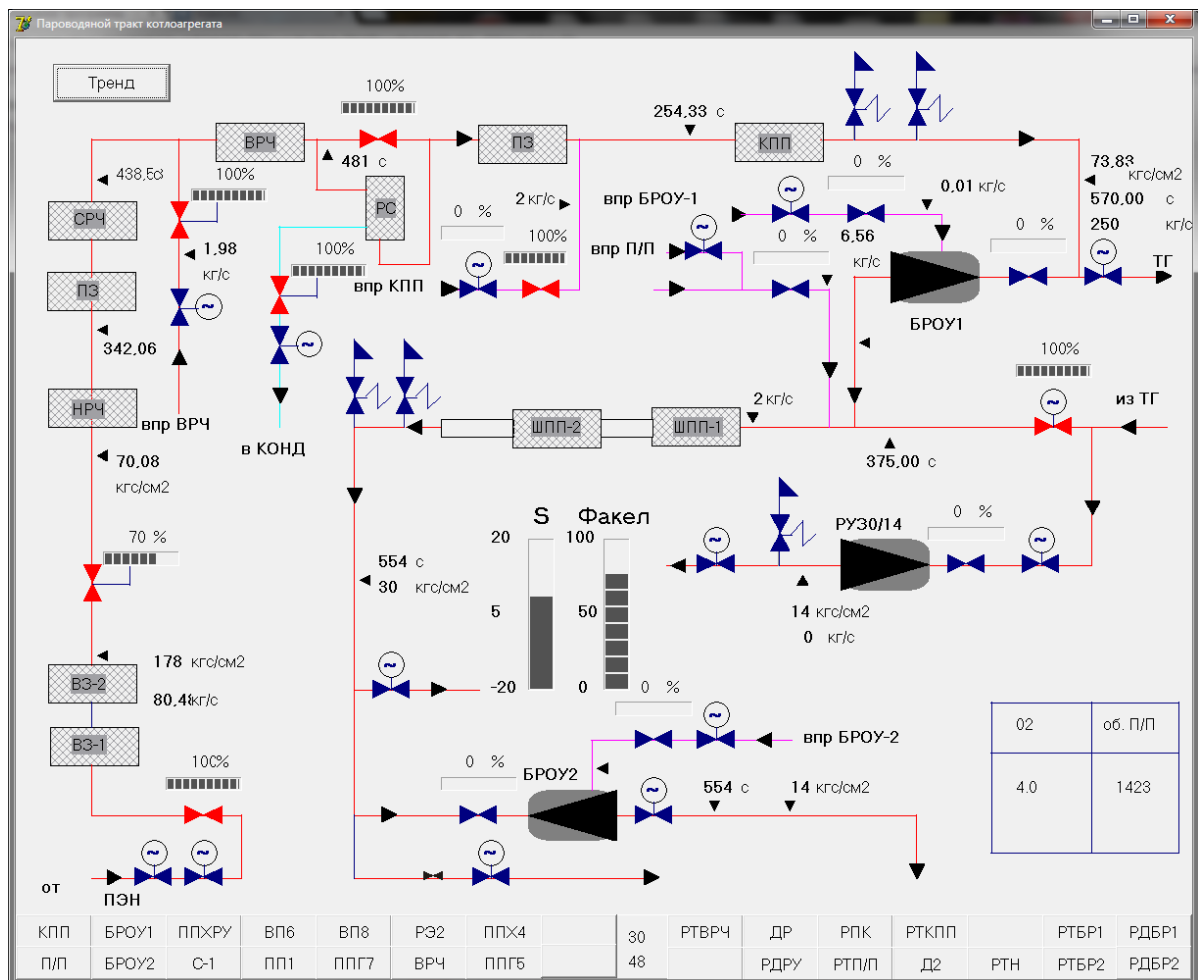


Рисунок 6.9 – Мнемосхема оборудования пароводяного тракта с управляющими элементами, включая систему автоматического управления

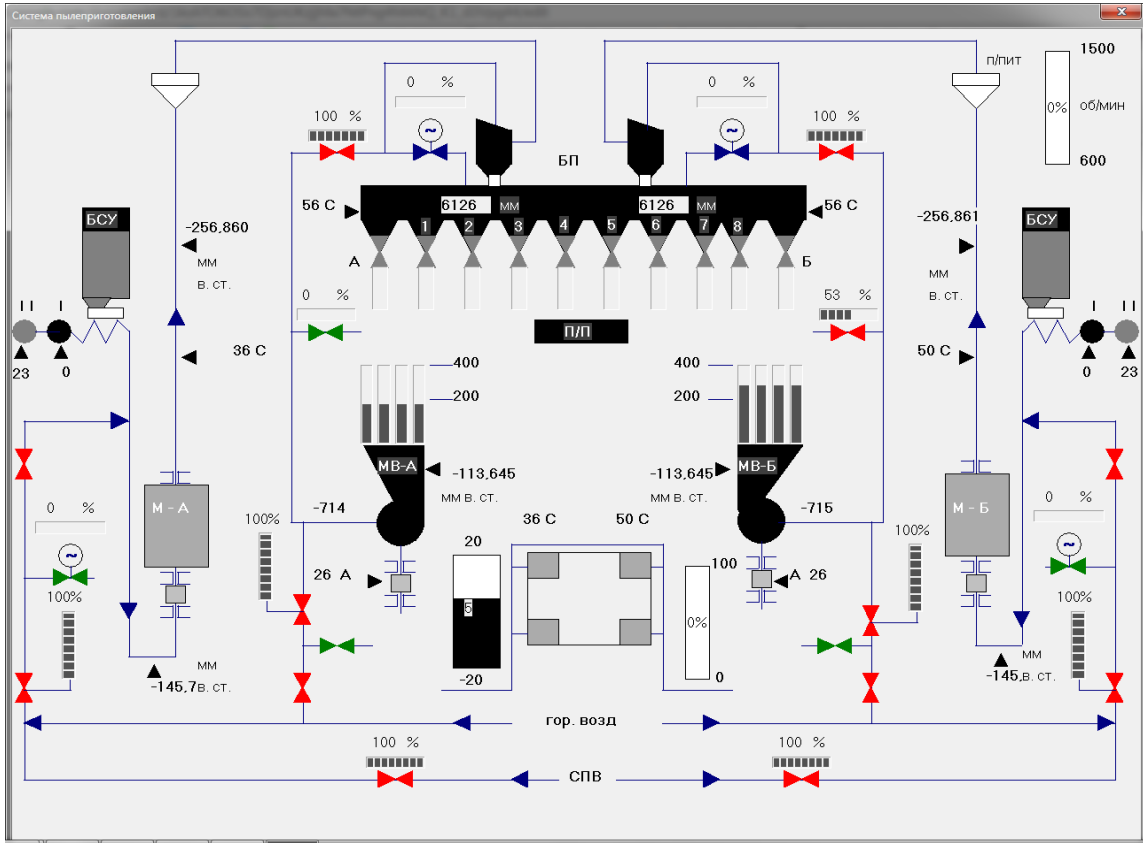


Рисунок 6.11 – Мнемосхема системы пылеприготовления с управляющими элементами

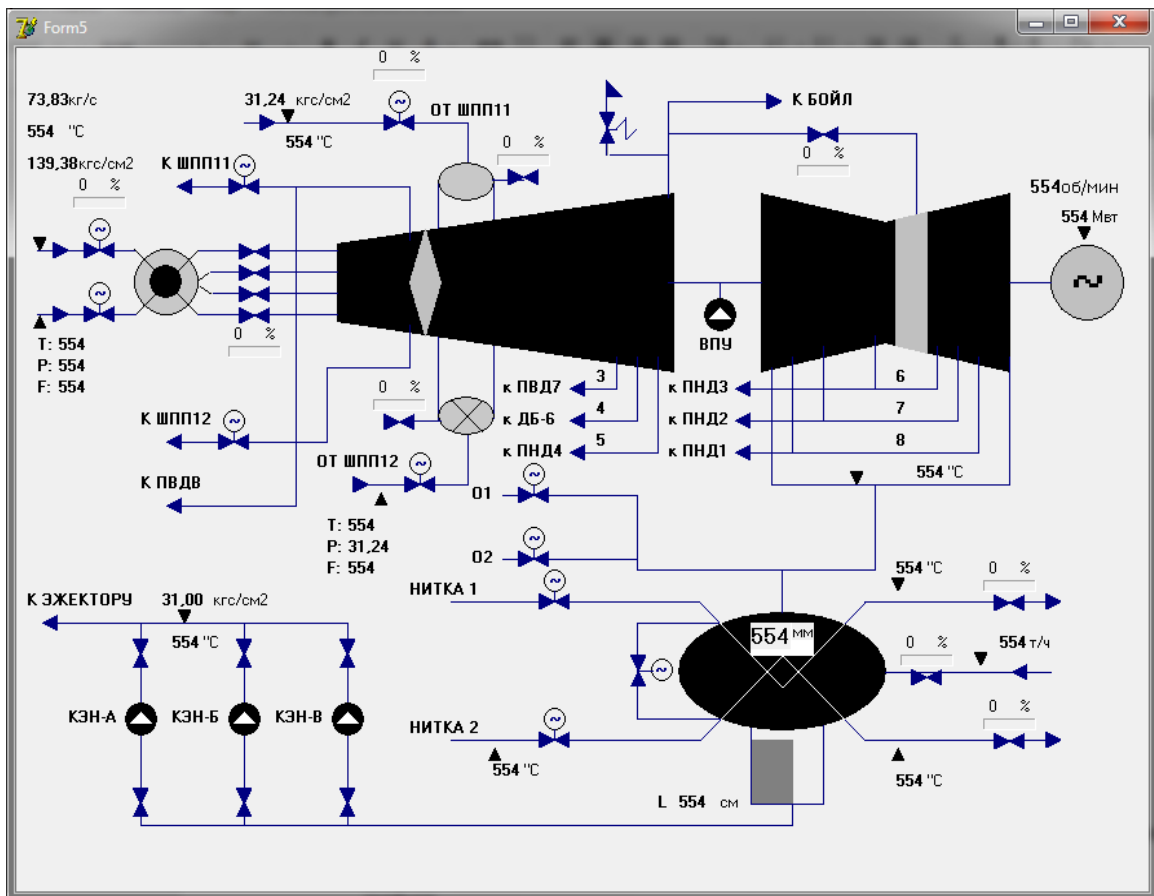


Рисунок 6.12 – Мнемосхема турбинной установки с управляющими элементами

6.5 Заключение к шестой главе

Разработаны комплексы программ для целого спектра задач математического моделирования объединяющей чертой которых является наличие задач с интенсивными фазовыми переходами, в том числе в нестационарной постановке и с присутствием высоких значений удельных тепловых потоков. В их число входят задачи, теоретически описанные в 2–5 главах настоящей диссертации. В вышеуказанных главах также приведены результаты численных экспериментов, верификация разработанных математических моделей на основании данных физических экспериментов, а также анализ этих результатов. Результаты вычислений, выполненных на реализованных математических моделях, легли в основу подавляющего большинства публикаций автора диссертации. Разработанные программные средства защищены свидетельствами о государственной регистрации (см. авторские свидетельства в приложении П.3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты исследований, изложенные в диссертационной работе, обладая теоретической и практической значимостью, являются новыми, что отражено в создании ряда новых, а также модификации существующих математических моделей процессов с резко изменяющимися характеристиками вещества, в том числе химической трансформацией вещества. Главным результатом диссертационной работы является усовершенствование системного подхода к построению математических моделей тепломассообменных процессов в условиях неопределенности конечной формы таких моделей на стадии обобщения эмпирических сведений. Часть исходных данных была получена при непосредственном участии или лично автором диссертации. Для обобщения эмпирических данных предложен системно новый подход, заключающийся в интеграции с разрабатываемыми математическими моделями этих данных в единой совокупности с метаданными, а также методами их обработки и обобщения.

Для достижения этих результатов были:

1. Разработаны математические модели нестационарного состояния пристенного слоя жидкости в условиях резко растущей температуры твердой поверхности. Выполнена апробация и верификация этих моделей для широкого спектра граничных условий, что позволяет рекомендовать подход к разработке таких моделей для широкого круга практических задач, описывающих переходные состояния оборудования, в том числе аварийные случаи. На основе разработанного автором аналитического способа определения теплового потока в нестационарном процессе пузырькового кипения, показано, что даже успешное описание тепломассообменных процессов в рассматриваемых условиях в виде аналитической зависимости требует введения дополнительных замыкающих соотношений.

2. Доказана неоднозначность выбора метода усреднения характеристик пузырькового кипения на теплоотдающих технических поверхностях. Показано, что выбор обобщающих эмпирические сведения расчетных зависимостей для

предсказания характеристик пузырей зависит от цели их использования в математических моделях переходных процессов.

3. Разработаны, исследованы и реализованы математические модели термической конверсии частиц твердого топлива в перспективных установках по газификации. Верификация на основе эмпирических данных, полученных в ИСЭМ СО РАН, позволила успешно масштабировать результаты численного моделирования при изменении геометрических размеров установки.

4. Разработаны численные модели для описания условий выделения энергии лазерного излучения в локализованных объемах жидкости с последующим фазовым переходом, на основании которых доказано существование единого механизма формирования направленных кумулятивных струй при лазерном нагреве.

5. Развита теория гидравлических цепей для задач имитационного моделирования гидро-газодинамических и тепловых процессов, протекающих в оборудовании тепловых электрических станций. Показано, что все многообразие замыкающих соотношений для законов движения сред в сложных газоздушных и пароводяных трактах успешно описывается в обобщенном алгоритме расчета потокораспределения цепей с регулируемыми параметрами.

6. Разработаны программные комплексы в виде реализаций вышеописанных численных алгоритмов, математических моделей и методов обработки данных натурного эксперимента для задач моделирования тепломассообменных процессов в энергетических установках в условиях интенсивных фазовых превращений.

7. Разработан оригинальный подход к обработке результатов экспериментов с подстройкой коэффициентов математических моделей, учитывающих индивидуальные особенности источников эмпирических сведений, и обеспечивающий минимизацию как средней, так и максимальной погрешности полученных замыкающих соотношений, как части математической модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Антонова, Л.И. Моделирование теплоотдачи от оболочки твэла в условиях быстрого энерговыклада / Л.И. Антонова, Е.Ю. Афанасьева, С.В. Дробядко и др. // Атомная энергия. – 2002. – Т. 92. – № 2. – С. 103–109.
2. Григорьев, В.С. Поведение паровой пленки на сильно перегретой поверхности, погруженной в недогретую воду / В.С. Григорьев, В.Г. Жилин, Ю.А. Зейгарник и др. // Теплофизика высоких температур. – 2005. – т.43. – №1. – С.100–114.
3. Дорофеев, Б.М. Гидродинамические и термоакустические автоколебания при поверхностном кипении в каналах / Б.М. Дорофеев, В.И. Волкова // Акустический журнал. – 2008. – т.54. – №5. – С.732–739.
4. Ечмаев, С.Б. Исследование устойчивости метастабильных состояний в условиях повторяющихся импульсных тепловых нагрузок / С.Б. Ечмаев, С.А. Жуков // Теплофизика высоких температур. – 2013. – т. 51. – №6. – С.958–960.
5. Жуков, С.А. Особенности реализации пленочного кипения на проволочных нагревателях. Дистиллированная вода / С.А. Жуков, С.Ю. Афанасьев, С.Б. Ечмаев // Теплофизика высоких температур. – 2003. – т.41. – №4. – С.568–578.
6. Ивочкин, Ю.П. Оценка влияния температурных импульсов на показания пьезоэлектрических датчиков давления / Ю.П. Ивочкин, Ю.А. Зейгарник, С.Н. Вавилов, С.А. Ковалев // Теплофизика высоких температур. – 2013. – Т.51, №5. - С.764–768.
7. Клер, А.М. Методика обработки результатов теплофизических экспериментов, основанная на решении двух видов задач нелинейного математического программирования / А.М. Клер, В.Э. Алексеюк, А.А. Левин, П.В. Хан // Информационные и математические технологии в науке и управлении. – 2022. – № 4. – (28). – С. 32–49.
8. Клер А.М. Оптимизация режимов работы ТЭЦ с учетом реального состояния основного оборудования / А.М. Клер, А.С. Максимов, Е.Л. Степанова // Теплоэнергетика. – 2009. – № 6. – С. 50-54.

9. Лабунцов, Д.А. Обобщение зависимости для теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей / Д.А. Лабунцов // Теплоэнергетика. – 1960. – №5. – С.76–81.

10. Лабунцов, Д.А. Механика двухфазных сред / Д.А. Лабунцов, В.В. Ягов –Издательство МЭИ, 2000. – 374 с.

11. Левин, А.А. Расчет гидравлических цепей в квазистационарном приближении / А.А. Левин, В.Ф. Чистяков, Е.В. Чистякова // В книге: Трубопроводные системы энергетики. Методические и прикладные проблемы математического моделирования. Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН; Ответственные редакторы: доктор технических наук Н.Н. Новицкий; доктор технических наук А.Д. Тевяшев. Новосибирск, 2015. С. 100–110.

12. Левин, А.А. Расчет потокораспределения в системе пылеприготовления ТЭС. / А.А. Левин, Э.А. Таиров, В.Ф. Чистяков // В книге: Трубопроводные системы энергетики. Методические и прикладные проблемы математического моделирования. Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН; Ответственные редакторы: доктор технических наук Н.Н. Новицкий; доктор технических наук А.Д. Тевяшев. Новосибирск, 2015. С. 92–100.

13. Левин, А.А. О декомпозиции разностных схем при численном решении дифференциально-алгебраических уравнений / А.А. Левин, В.Ф. Чистяков, Э.А. Таиров, Е.В. Чистякова // Вестник Южно-Уральского государственного университета. Серия: Математическое моделирование и программирование. – 2012. – № 5. – С. 88–100.

14. Левин, А.А. Развитие методов моделирования динамики теплоэнергетических установок / А.А. Левин, Э.А. Таиров, В.В. Запов // Вестник Иркутского государственного технического университета. – 2011. – № 3 (50). – С. 117–123.

15. Левин, А.А. Применение теории гидравлических цепей в моделировании теплоэнергетических установок / А.А. Левин, Э.А. Таиров, В.Ф.

Чистяков // Известия Российской академии наук. Энергетика. – 2011. – № 2. – С. 142–147.

16. Левин, А.А. Применение теории гидравлических цепей для расчета потокораспределения в установках с изменяющимся состоянием потока / А.А. Левин, Э.А. Таиров, В.Ф. Чистяков // Тепловые процессы в технике. – 2010. – Т. 2. – № 2. – С. 86–90.

17. Левин, А.А. Автоколебательный режим вскипания сильно недогретой жидкости в проточном кольцевом канале / А.А. Левин, С.П. Актершев, И.В. Мезенцев, Н.Н. Мезенцева // Теплофизика и аэромеханика. – № 6. – 2018. – Р.909–921.

18. Меренков, А.П. Теория гидравлических цепей / А.П. Меренков, В.Я. Хасилев / М.: Наука, 1985. – 278с.

19. Осмачкин, В.С. Исследование теплогидравлических характеристик моделей топливных сборок реакторов в ИАЭ им. И.В. Курчатова / В.С. Осмачкин // Исследование критических тепловых потоков в пучках стержней: Семинар ТФ–74. М. – 1974. – С.9–41.

20. Перельман, А.С. О построении динамической модели прямоточного котла сверхкритического давления / А.С. Перельман, Н.С. Хорьков, Б.П. Корольков // Известия АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1972. – №6 – С.112–118.

21. Плютинский, В.И. Модифицированный метод сосредоточенных емкостей для описания динамики тепловых процессов / В.И. Плютинский, И.Н. Серепенков // Теплоэнергетика. – 1995. – №10 – С.23–29.

22. Покусаев, Б.Г. Моделирование ударных процессов при аварийном набросе мощности в сборке твэлов / Б.Г. Покусаев, Д.А. Казенин, Э.А. Таиров, С.А. Чижиков // Теплоэнергетика. – 1999. – №3. – С.53–62.

23. Расчет потокораспределения в энергоустановках как гидравлических цепях с регулируемыми параметрами // Трубопроводные системы энергетики: математическое моделирование и оптимизация / Н.Н. Новицкий, М.Г. Сухарев, А.Д. Тевяшев и др. – Новосибирск: Наука, 2010. – С. 115–124.

24. Расчет и проектирование пылеприготовительных установок котельных агрегатов (Нормативные материалы). ЦКТИ, 1971. – 310 с
25. Рубашкин, А.С. Построение математической модели энергоблока для обучения и тренировки оперативного персонала / А.С. Рубашкин // Теплоэнергетика. – 1990. – №11 – С.9–14.
26. Самарский, А.А. Математическое моделирование: Идеи. Методы. Примеры: монография / А. А. Самарский, А. П. Михайлов. — 2-е изд. — Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2005. — 320 с.
27. Спиряев, В.А. Исследование частотно-избирательных свойств преобразования Гильберта-Хуанга и его модификаций на примере изучения автоколебательных пульсаций давления / В.А. Спиряев, А.А. Левин // Вычислительные технологии. – 2017. – Т.22. – №5. – С.58–72.
28. Стаханова, А.А. Исследование теплообмена при импульсном нагреве модельных фрагментов оболочек твэлов / А.А. Стаханова, А.Н. Варава, А.В. Дедов, А.Т. Комов // Теплоэнергетика. – 2011. – №7. – С.65–72.
29. Таль, А.А. О динамических свойствах однофазных участков пароводяного тракта котла / А.А. Таль // Известия АН СССР. – 1957. – №2. – С.34–41.
30. Таиров, Э.А. Критическое истечение парожидкостного потока через слой шаровых частиц / Э.А. Таиров, Б.Г. Покусаев, С.М. Быкова // Теплофизика высоких температур. – 2016. – Т. 54. – № 2. – С. 277–286.
31. Толубинский, В.И. Теплообмен при кипении / В.И. Толубинский // Киев: Наукова думка, 1980. – 316 с.
32. Чернов, А.А. Влияние вторичного вскипания на динамику струи, формирующейся при коллапсе парового пузырька, индуцированного лазерным нагревом жидкости / А.А. Чернов, М.А. Гузев, А.А. Пильник, Т.П. Адамова, А.А. Левин, В.М. Чудновский // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. – 2021. – Т. 501. – № 1. – С. 54–58.

33. Шашков, О.К. Расчет переменных режимов ТЭС с паротурбинными установками на основе метода теплогидравлических цепей / О.К. Шашков, В.О. Шашков // Теплоэнергетика. – 2004. – №4. – С.67–71.
34. Ягов, В.В. Нестационарный теплообмен при пленочном кипении недогретой жидкости / В.В. Ягов, А.Р. Забиров, М.А. Лексин // Теплоэнергетика. – 2015. – №11. – С.70–80.
35. Abbassi, A. Application of neural network for the modeling and control of evaporative condenser cooling load, / A. Abbassi, L. Bahar // Applied Thermal Engineering. – 2005. – v. 25. – pp. 3176–3186.
36. Ahmad, M.W. Trees vs neurons: comparison between random forest and ANN for high-resolution prediction of building energy consumption / M.W. Ahmad, M. Mourshed, Y. Rezgui // Energy Build. – 2017 – v. 147. – pp. 77–89.
37. Ahmad, J. Techno economic analysis of a wind-photovoltaic-biomass hybrid renewable energy system for rural electrification: A case study of Kallar Kahar / J.A hmad, M. Imran, A.Khalid etc // Energy. – 2018 – v.148. – pp. 208–234.
38. Aktershev, S.P. Vapor bubble growth in a liquid at the superheat limit temperature / S.P. Aktershev // Thermophysics and aeromechanics. – 2005. – V.3. – pp.415–426.
39. Al-Yahia, Onset of Nucleate Boiling for subcooled flow through a one-side heated narrow rectangular channel / O. S. Al-Yahia, D. Jo // Annals of Nuclear Energy. – 2017. – V.109. – pp. 30–40.
40. Amidu, M. A. Direct experimental measurement for partitioning of wall heat flux during subcooled flow boiling: Effect of bubble areas of influence factor / M.A. Amidu, S. Jung, H. Kim // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2018 – No.127. – pp. 515–533.
41. Baghban, A. Sensitivity analysis and application of machine learning methods to predict the heat transfer performance of CNT/water nanofluid flows through coils / A. Baghban, M. Kahani, M.A. Nazari, M.H. Ahmadi, W.-M. Yan // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2019. – №128. – pp. 825–835.

42. Bar, N. Prediction of pressure drop using artificial neural network for non-Newtonian liquid flow through piping components / N. Bar, T.K. Bandyopadhyay, M.N. Biswas, S.K. Das // *Journal of Petroleum Scientific Engineering*. – 2010. – № 71. – pp.187–194.
43. Baruah, D. Artificial neural network based modeling of biomass gasification in fixed bed downdraft gasifiers / D. Baruah, D.C. Baruah, M.K. Hazarika // *Biomass Bioenergy*. – 2017. – №98. – pp. 264–271.
44. Bergles, A.E. The Determination of Forced-Convection Surface-Boiling Heat Transfer / A.E. Bergles, W.M. Rohsenow // *Journal of Heat Transfer*. –1964. – №86(3). – pp. 365–372.
45. Bradfield, W.S. Solid-liquid Contact in Stable Film boiling / W.S. Bradfield // *Ind. Eng. Chem. Fundam.* – 1966. – №5. – pp.200–204.
46. Brown, D.W. Stoichiometric equilibrium modelling of biomass gasification: Validation of artificial neural network temperature difference parameter regressions / D.W. Brown, T. Fuchino, F.M. Maréchal // *J. Chem. Eng. Japan*. – 2007. – №40(3). – pp. 244–254.
47. Chen, C. A. Bubble characteristics in time periodic evaporation flow of R-134a in a narrow annular pipe due to heat flux oscillation / C. A. Chen, T. F. Lin, W. M. Yan // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. – 2016. – № 79. – pp. 9–15.
48. Chen, T. An experimental investigation of nucleate boiling heat transfer from an enhanced cylindrical surface / T. Chen // *Applied Thermal Engineering*. – 2013. – № 59(1–2). – pp. 355–361.
49. Chernov, A.A. Laser-induced boiling of subcooled liquid: influence of the radiation power on the vapor bubble nucleation and growth / A. A. Chernov, A. A. Pil'nik, A. A. Levin // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2022. – Vol. 184. – p.122298.

50. Chisholm, D.A. Theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow / D.A. Chisholm // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1967. – Vol.10. – pp. 1767–1778.
51. Chistyakov, V.F. Application of underdetermined differential algebraic equations to solving one problem from heat mass transfer / V.F. Chistyakov, E.V. Chistyakova, A.A. Levin // *Lecture Notes in Computer Science*. – 2020, – 12141 LNCS. – pp. 84–93.
52. Chu, I.-C. Bubble Lift-off Diameter and Nucleation Frequency in Vertical Subcooled Boiling Flow / I.-C. Chu, H. C. No, C.-H. Song // *Journal of Nuclear Science and Technology*. – 2011. – 48(6). – pp. 936–949.
53. Chudnovskii, V.M. The formation of a cumulative jet during the collapse of a vapor bubble in a subcooled liquid formed as a result of laser heating / V.M. Chudnovskii, A.A. Levin, V.I. Yusupov, M.A. Guzev, A.A. Chernov // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2020. – №150. – pp.119286.
54. Chudnovskii, V. M. Study of methods for controlling direction and velocity of liquid jets formed during subcooled boiling. / V. M. Chudnovskii, M. A. Guzev, V. I. Yusupov, R. V. Fursenko, J. Okajima // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2021. №173. – 121250.
55. Cole, R. Bubble growth rate at high Jakob number / R. Cole, H.L. Shulman // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1966. – №9. – pp. 77–90.
56. Colombo, M. Prediction of bubble departure in forced convection boiling: A mechanistic model / M. Colombo, M. Fairweather // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2015. – № 85. – pp. 135–146.
57. Cooper, M. G. The microlayer in nucleate pool boiling / M. G. Cooper, A. J. P. Lloyd, C. A. Division // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1969. – № 12. – pp. 895–913.
58. Das, S. Experimental study of nucleate pool boiling heat transfer of water on silicon oxide nanoparticle coated copper heating surface / S. Das, D. S. Kumar, S. Bhaumik // *Applied Thermal Engineering*. –2016. – №96. – pp. 555–567.

59. Deev, V.I. Transient boiling crisis of cryogenic liquids / V.I. Deev, V.S. Kharitonov, K.V. Kutsenko, A.A. Lavrukhin // International Journal of Heat Mass Transfer. – 2004. – Vol.47. – pp.5477–5482.
60. Dhir, V. K. Bubble dynamics and heat transfer during pool and flow boiling / V. K. Dhir, H. S. Abarajith and D. Li // Heat Transfer Engineering. – 2007. – vol. 28. – no. 7. – pp. 608–624.
61. Di Blasi. Modeling chemical and physical processes of wood and biomass pyrolysis / Di Blasi // Progress in Energy and Combustion Science. – 2008. – v.34(1). – pp. 47–90.
62. Díaz, G. Dynamic prediction and control of heat exchangers using artificial neural networks. / G. Díaz, M. Sen, K. Yang, R.L. McClain // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2001– V. 44. – pp.1671–1679.
63. Díaz, G. Simulation of heat exchanger performance by artificial neural networks / G. Díaz, M. Sen, K.T. Yang, R.L. McClain // HVAC&R Res. 5. – 1999. pp. 195–208.
64. Ding, W. Evaluation of the microlayer contribution to bubble growth in horizontal pool boiling with a mechanistic model that considers dynamic contact angle and base expansion / W. Ding, E. Krepper, U. Hampel // International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2018, – Vol.72(May). – pp.274–287.
65. Dix, G.E. Vapor void fractions for forced convection with subcooled boiling at low flow rates. Ph.D. Thesis / G.E. Dix– University of California, 1971. – 102 p.
66. Fau, S. Transition between nucleate and film boiling in rapid transient heating / S. Fau, W. Bergez, C. Colin // Experimental Thermal and Fluid Science. – 2017. – №83.
67. Flandrin, P. On Empirical Mode Decomposition and its Algorithms / P. Flandrin, G. Rilling, P. Goncalves // IEEE Signal Proc. Lett. – 2004. – V. 11. – No. 2. – pp. 112–114.

68. Font, R. Kinetics of the pyrolysis of almond shells and almond shells impregnated with CoCl_2 in a fluidized bed reactor and in a pyroprobe 100 / R. Font, A. Marcilla, E. Verdu, J. Devesa // *Ind Eng Chem Res.* – 1990. – № 29. – pp. 1846–1855.
69. Friedman, J. *The Elements of Statistical Learning*, Springer series in statistics / J. Friedman, T. Hastie, R. Tibshirani. – New York, 2001. – 102 p.
70. Fritz, W. Maximum volume of vapor bubbles / W. Fritz // *Physikalische Zeitschrift.* – 1935. – vol. 36. – pp. 379–384.
71. Fursenko, R. V. Mechanism of high velocity jet formation after a gas bubble collapse near the micro fiber immersed in a liquid / R. V. Fursenko, V. M. Chudnovskii, S.S. Minaev, J. Okajima // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 2020. – №163. – pp. 120420
72. Gaertner, R.F. Distribution of active sites in the nucleate boiling of liquids / R.F. Gaertner // *In Chem. Engr. Prog. Symp. Ser.* – 1963/ – Vol. 59. – pp. 52–61.
73. Gardner, G.C. Fractional vapour content of a liquid pool through which vapour is bubbled / G.C. Gardner // *International Journal Multiphase Flow.* – 1980. – №6. – pp. 399–410.
74. Ghahdarijani, A.M. Convective heat transfer and pressure drop study on nanofluids in double-walled reactor by developing an optimal multilayer perceptron artificial neural network / A.M. Ghahdarijani, F. Hormozi, A.H. Asl // *International Communication Heat and Mass Transfer.* – 2017 – № 84. – pp. 11–19.
75. Gilman, L. A self-consistent, physics-based boiling heat transfer modeling framework for use in computational fluid dynamics / L. Gilman, E. Baglietto // *International Journal of Multiphase Flow.* – 2017. –№ 95. – pp. 35–53.
76. Giustini, G. Modelling of bubble departure in flow boiling using equilibrium thermodynamics / G. Giustini, K. H. Ardron, S. P. Walker // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 2018 – Vol. 122(July). – pp. 1085–1092.
77. Glod, S. An Investigation of Microscale Explosive Vaporization of Water on an Ultrathin Pt Wire / S. Glod, D. Poulidakos, Z. Zhao, G. Yadigarogly // *International Journal of Heat Mass Transfer.* – 2002. – vol. 45. – pp. 367–379.

78. Goel, P. Experimental study of bubble departure characteristics in forced convective subcooled nucleate boiling. / P. Goel, A. K. Nayak, P. Ghosh, J. B. Joshi // *Experimental Heat Transfer*. – 2018. – №31(3). – pp.194–218.
79. Gorton, W C. Oil from biomass by entrained-flow pyrolysis. / W.C. Gorton, J. A. Knight // *Biotechnol Bioeng Symp*. – 1984. –№14. – pp.15–20.
80. Griffith, P. Bubble growth rates in boiling. / P. Griffith // *Journal of Heat Transfer*. 1958 – №80. – pp. 721–727.
81. Gu, J. Modeling of subcooled boiling by extending the RPI wall boiling model to ultra-high pressure conditions / J. Gu, Q. Wang, Y. Wu, J. Lyu, S. Li, W. Yao // *Applied Thermal Engineering*. – 2017. –Vol.124. – pp. 571–584.
82. Gunther, F.C. Photographic study of surface-boiling heat transfer to water with forced convection / F.C. Gunther // *Transactions ASME*. – 1951. – №1. – p. 115–123.
83. Guo, B. Simulation of biomass gasification with a hybrid neural network model / B. Guo, D. Li, C. Cheng, Z.A. Lü, Y. Shen // *Bioresour. Technol*. – 2001. – Vol.76(2). – pp. 77–83.
84. Ha, S.J. A dry-spot model of critical heat flux in pool and forced convection boiling / S.J. Ha, H.C. No // *International journal of heat and mass transfer*. – 1998. – № 41(2). – pp.303–311.
85. Heidenreich, S. New concepts in biomass gasification. / S. Heidenreich, P. U. Foscolo // *Progress in energy and combustion science*. – 2015. – Vol. 46. – pp. 72–95.
86. Henriksen, U. The design, construction and operation of a 75 kW two-stage gasifier / U. Henriksen, J. Ahrenfeldt, T. K. Jensen, B. Gøbel, J. D. Bentzen, C. Hindsgaul, L. H. Sørensen // *Energy*. – 2006. – №31(10-11). – pp. 1542–1553.
87. Hibiki, T. Active nucleation site density in boiling systems. / T. Hibiki, M. Ishii // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2003 – Vol. 46(14). – pp. 2587–2601.

88. Hien, N. A bubble dynamics-based model for wall heat flux partitioning during nucleate flow boiling / N. Hien, C. Song, I. Chu, D. Euh // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – №112. – pp. 454–464.
89. Hoang, N. H. A mechanistic model for predicting the maximum diameter of vapor bubbles in a subcooled boiling flow. / N. H. Hoang, I. C. Chu, D. J. Euh, C. H. Song // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2016. – № 94. – pp. 174–179.
90. Huang, N.E. The Empirical Mode Decomposition and the Hilbert Spectrum for Non-linear and Non-stationary Time Series Analysis / N.E. Huang, Shen Zheng, R. Steven, Long et al. // *Proc. Royal Soc. London*. – 1998. – No. 1971. – pp. 903–995.
91. Hupa, M. Biomass combustion technology development – It is all about chemical details / M. Hupa, O. Karlström, E. Vainio // *Proceedings of the Combustion institute*. – 2017. – Vol. 36(1). – pp. 113–134.
92. Husain, S. Wall boiling in a vertical annulus: Effect of inlet subcooling and mass flow rate / S. Husain, M. A. Siddiqui, S.A. Khan // *Numerical Heat Transfer. A. Appl.* – 2019 – vol. 75. – no. 11. – pp. 776–793.
93. Jambunathan, K. Evaluating convective heat transfer coefficients using neural networks / K. Jambunathan, S.L. Hartle, S. Ashforth-Frost, V.N. Fontama // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1996 – V. 39. – pp. 2329–2332.
94. Jena, S. P. An experimental approach to produce biogas from semi dried banana leaves / S. P. Jena, S. Mishra, S. K. Acharya, S.K. Mishra // *Sustainable Energy Technologies and Assessments*. – 2017. – Vol.19. – pp. 173–178.
95. Kharangate, C. R. Review of computational studies on boiling and condensation. / C. R. Kharangate, I. Mudawar // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – Vol. 108. – pp. 1164–1196.
96. Khodaei, H. An overview of processes and considerations in the modelling of fixed-bed biomass combustion / H. Khodaei, Y. M. Al-Abdeli, F. Guzzomi, G. H. Yeoh // *Energy*. – 2015. – Vol. 88. – pp. 946–972.

97. Kim, S.-M. Universal approach to predicting heat transfer coefficient for condensing mini/micro-channel flow / S.-M. Kim, I. Mudawar // *Int. J. Heat Mass Transfer*. – 2013. – №5. – pp. 238–250.
98. Kim, J. On the departure behaviors of bubble at nucleate pool boiling / J. Kim, M.H. Kim // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2006. Vol.32(10–11). – pp. 1269–1286.
99. Klausner, J.F. Vapor bubble departure in forced-convection boiling / J.F. Klausner, R. Mei, D.M. Bernhard, L.Z. Zeng // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1993. – №36 (3). – pp. 651–662.
100. Kozlov, A. N. Transformation of the mineral matter of fuel wood in thermochemical conversion processes / A. N. Kozlov, D. A. Svishchev // *Solid Fuel Chemistry*. – 2016. – № 50(4). – pp. 226–231.
101. Kozlov, A. N. A kinetic analysis of the thermochemical conversion of solid fuels (A review). / A.N. Kozlov, D. A. Svishchev, G. I. Khudiakova, A. F. Ryzhkov // *Solid Fuel Chemistry*. – 2017 – Vol. 51(4). – pp. 205–213.
102. Kutateladze, S.S. Boiling heat transfer / S.S. Kutateladze // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1961. – Vol. 4. – pp. 31–45
103. Labuntsov, D.A. Analysis of intensive evaporation and condensation / D.A. Labuntsov, A.P. Kryukov // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1979. – Vol. 22. – pp. 989 –1002.
104. Lal, S. Direct numerical simulation of bubble dynamics in subcooled and near-saturated convective nucleate boiling. / S. Lal, Y. Sato, B. Niceno // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. – 2015. – Vol. 51. – pp. 16–28.
105. Lecoeuche, S. Modelling a non-stationary single tube heat exchanger using multiple coupled local neural networks / S. Lecoeuche, S. Lalot, B. Desmet // *International Communication of Heat and Mass Transfer*. – 2005. – Vol.32. – pp. 913–922

106. Lee, W.H. A pressure iteration scheme for two-phase flow modeling, / W.H. Lee. – Veziroglu (Ed.), *Multiphase Transport Fundamentals, Reactor Safety, Applications*. Hemisphere Publishing, – 1980. – pp. 407–432.

107. Levin, A.A. Simulating self-oscillations in a boiling flow of subcooled liquid in the channel / A.A. Levin, S.P. Aktershev, I.V. Mezentsev, N.N. Mezentseva // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2018. – Vol.1105. No.1. – ID: 012065.

108. Levin, A.A. On application of the structure of the nonlinear equations system, describing hydraulic circuits of power plants, in computations / A.A. Levin, V.F. Chistyakov, E.A. Tairov // *Bulletin of the South Ural State University, Series: Mathematical Modelling, Programming and Computer Software*. – 2016 – T.9. №4. – C.53–62.

109. Levin, A.A. Linearization of differential algebraic equations with integral terms and their application to the thermal energy modelling / A.A. Levin, E.V. Chistyakova, V.F. Chistyakov // *Bulletin of the South Ural State University, Series: Mathematical Modelling, Programming and Computer Software*. – 2018. – Vol.11. No.4. – pp. 94–109.

110. Levin, A.A. Unsteady model of wall-adjacent boiling subcooled liquid flow / A.A. Levin, V.M. Chudnovsky // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019. – Vol.1359. No.1. – 012048.

111. Levin, A.A. Characteristics of nucleate boiling under conditions of pulsed heat release at the heater surface / A.A. Levin, P.V. Khan // *Applied Thermal Engineering*. – 2019. – P.1215–1222.

112. Levin, A.A. Effect of the flow velocity on bubble boiling characteristics / A.A. Levin, P.V. Khan // *E3S Web of Conferences*. – 2019 – Vol.128. – ID: 06002.

113. Levin, A.A. Experimental observation of the maximum bubble diameter in non-stationary temperature field of subcooled boiling water flow / A.A. Levin, P.V. Khan // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2018 – Vol.124. – P.876–883.

114. Levin, A.A. Experimental study of the non-stationary heat flux effect on the onset of nucleate boiling and maximum bubble diameters in the subcooled boiling flow /

A.A. Levin, P.V. Khan // International Heat Transfer Conference. Vol.2018-August. 2018. P.1143–1152.

115. Levin, A.A. Influence of the thermal parameters on the bubble heat balance at transient boiling of subcooled water / A.A. Levin, P.V. Khan // Journal of Physics: Conference Series. – 2019 – No.1369(1). – ID:012010.

116. Levin, A.A. Intensification of Non-Stationary Nucleate Boiling at Increasing Flow Velocity / A.A. Levin, P.V. Khan // Heat Transfer Engineering. – 2021. – 43(3-5). – pp. 388–396.

117. Levin, A.A. On modeling of the initial stage of nonstationary nucleate boiling for the high heat fluxes / A.A. Levin, P.V. Khan // MATEC Web of Conferences. – 2018. – Vol.240. – ID: 01018.

118. Levin, A.A. Bubble departure diameter at transient heat release / A.A. Levin, P.V. Khan // MATEC Web of Conferences. – 2017. – Vol.115.

119. Levin, A.A. Verification of the heat transfer model for screw reactor / A.A. Levin, A.N. Kozlov, D. Svishchev, M. Penzik // MATEC Web of Conferences. – 2018 – Vol.240. – ID: 05017.

120. Levin, A.A. Modeling of pyrolysis in a stage scheme of low-grade solid fuel gasification / A.A. Levin, A. Kozlov, D. Svishchev, V. Shamansky, A. Keiko // In book: Pyrolysis Rijeka. Edited by Mohamed Samer, ISBN 978-953-51-3312-4, Print ISBN 978-953-51-3311-7, Publisher: InTech, – 2017. – 25 p.

121. Levin, A.A. CFD-Modeling of the Multistage Gasifier Capacity of 30 KW / A.A. Levin, A.N. Kozlov // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Vol.891. – No.1. – ID: 012229.

122. Levin, A.A. Modelling of porous biomass pyrolysis in screw reactor / A.A. Levin, A.N. Kozlov // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Vol.899. – No.9. – ID: 092008.

123. Levin, A.A. Verification of the stage scheme of low-grade solid fuel gasification / A.A. Levin, A.N. Kozlov // Journal of Physics: Conference Series. – 2018. – Vol.1128. – No.1. – ID: 012071.

124. Levin, A.A. CFD-Modeling of the Multistage Gasifier Capacity of 30 KW / A.A. Levin, A.N. Kozlov, D.A. Svishchev, I.G. Donskoy // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Vol.891. – No.1. – ID: 012229.

125. Levin, A.A. Experimental determination of the induction period for the onset of intensive boiling of a subcooled water flow under conditions of unsteady heat release / A.A. Levin, A. Safarov // E3S Web of Conferences. – 2019. – Vol.114. – ID: 07004.

126. Levin, A.A. Dynamics of the wall thermal boundary layer at the initial stage of the nucleate boiling / A.A. Levin, A.S. Safarov, P.V. Khan // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol.754. – No.4. – 6 p.

127. Levin, A.A. Modeling of non-stationary temperature field in the neighborhood of the optical fiber end under laser pulse heating / A.A. Levin, A.S. Safarov, V.M. Chudnovskii, A.A. Chernov // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. – 2020. – Vol. 8 (1). – pp. 25–32.

128. Levin, A.A. A model of pyrolysis in a staged scheme of low-grade solid fuel gasification / A.A. Levin, V.A. Shamansky, A.N. Kozlov // Journal of Physics: Conference Series. – 2018. – Vol.1128(1). – 012071.

129. Levin, A.A. Self-excited pressure pulsations in ethanol under heater subcooling / A.A. Levin, E.A. Tairov, V.A. Spiryaev // Thermophysics and Aeromechanics. – 2017. – Vol.24. – No.1. – pp.61–71.

130. Levy, S. Steam slip—theoretical prediction from momentum model / S. Levy // Journal of Heat Transfer. – 1960. – Vol. 82. – pp. 113–124.

131. Liao, J. The influence of the bulk liquid thermal boundary layer on saturated nucleate boiling. / J. Liao, R. Mei, J. F. Klausner // International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2004. – Vol.25(2). – pp. 196–208.

132. Lockhart, R.W. Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes / R.W. Lockhart, R.C. Martinelli // Chem. Eng. Prog. – 1949. – Vol. 45. – pp. 39–48.

133. Licheng, Sun, Evaluation analysis of prediction methods for two-phase flow pressure drop in mini-channels / Licheng Sun, Kaichiro Mishima // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2009. – Vol.35. – №1. – pp. 47–54.
134. Liu, D. Prediction of the onset of nucleate boiling in microchannel flow / D. Liu, P.S. Lee, S. V. Garimella // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2005. – Vol. 48(25–26). – pp. 5134–5149.
135. Luz, F. C. Biomass fast pyrolysis in a shaftless screw reactor: A 1-D numerical model / F.C. Luz, S. Cordiner, A. Manni, V. Mulone, V. Rocco // *Energy*. – 2018. – Vol. 157. – pp. 792–805.
136. Marko, Matkovič, Bubble Departure Diameter Prediction Uncertainty / Marko Matkovič, Boštjan Končar // *Science and Technology of Nuclear Installations*. – 2012. – ID 863190.
137. Massie, D.D. Optimization of a building's cooling plant for operating cost and energy use / D.D. Massie // *International Journal Thermal Science*. – 2002. – Vol. 41. – pp.1121–1129.
138. Marathe, P.S. Evaluating quantitative determination of levoglucosan and hydroxyacetaldehyde in bio-oils by gas and liquid chromatography / P.S. Marathe, A. Juan, Hu Xun // *Journal of Analytical and Applied Pyrolysis*. – 2019. – Vol.139. – pp. 233–238.
139. Mednikov, A. S. A Review of Technologies for Multistage Wood Biomass Gasification / A.S. Mednikov // *Thermal Engineering*. – 2018. – Vol. 65(8). – pp. 531–546.
140. Meena, C. S. Understanding of interactions for bubbles generated at neighboring nucleation sites / C.S. Meena, A. Deep, A.K. Das // *Heat Transfer Engineering*. – 2018. – vol. 39. – no. 10. – pp. 885–900.
141. Mehrabi, M. Modelling and multi-objective optimization of the convective heat transfer characteristics and pressure drop of low concentration TiO₂-water nanofluids in the turbulent flow regime / M. Mehrabi, M. Sharifpur, J.P. Meyer // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2013. – Vol. 67. – pp. 646–653.

142. Mikic, B. B. On bubble growth rates. / B.B. Mikic, W.M. Rohsenow, P. Griffith // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1970. – Vol. 13(4). – pp. 657–666.

143. Mikulandric, R. Artificial neural network modelling approach for a biomass gasification process in fixed bed gasifiers / R. Mikulandric, D. Lončar, D. Böhning, R. Böhme, M. Beckmann, // *Energy Convers. Manage.* – 2014. – Vol 87. – pp. 1210–1223.

144. Mohamad, Feras Marqa. Laser interstitial thermotherapy of small breast fibroadenomas: Numerical simulations / Mohamad Feras Marqa, Serge Mordon, Nacim Betrouni // *Lasers in Surgery and Medicine*. – 2012. – V. 44. – Issue 10. – p. 832–839.

145. Mohanty, R.L. A critical review on bubble dynamics parameters influencing boiling heat transfer / R.L. Mohanty, M.K. Das // *Renewable and sustainable energy review*. – 2017. – Vol. 78. – pp. 466–494

146. Murshed, S.M.S. An experimental investigation of bubble nucleation of a refrigerant in pressurized boiling flows / S.M.S. Murshed, K. Vereen, D. Strayer, R. Kumar // *Energy*. – 2010. – Vol. 35(12). – pp.5143–5150.

147. Naphon, P. Heat transfer analysis using artificial neural networks of the spirally fluted tubes / P. Naphon, T. Arisariyawong, // *Journal Res. Appl. Mech. Eng.* – 2016. – Vol. 4. – pp. 135–147.

148. Naphon, P. Artificial neural network analysis on the heat transfer and friction factor of the double tube with spring insert / P. Naphon, T. Arisariyawong, T. Nualboonrueng // *International Journal Appl. Eng. Res.* – 2016. – Vol.11. – pp. 3542–3549.

149. Naphon, P. Artificial neural network analysis the pulsating Nusselt number and friction factor of TiO₂/water nanofluids in the spirally coiled tube with magnetic field / P. Naphon, S. Wiriyaart, T. Arisariyawong // *International Journal Heat Mass Transfer*. – 2018. – Vol.118. – pp. 1152–1159.

150. Naphon, P. ANN, numerical and experimental analysis on the jet impingement nanofluids flow and heat transfer characteristics in the micro-channel heat

sink / P. Naphon, S. Wiriyasart, T. Arisariyawong, L. Nakharintr // *Int. J. Heat Mass Transfer*. – 2019. – Vol.131. – pp. 329–340.

151. Novitsky, N. Generalization of methods for calculating steady-state flow distribution in pipeline networks for non-conventional flow models / N. Novitsky, E. Mikhailovsky // *Mathematics*. – 2021. – Vol.9(8). – pp. 1–16.

152. Novitsky, N.N. Multilevel modeling and optimization of large-scale pipeline systems operation / N.N. Novitsky, A.V. Alekseev, O.A. Grebneva, A.V. Lutsenko, V.V. Tokarev, Z.I. Shalaginova // *Energy*. – 2019. – Vol.184. – pp. 151–164.

153. Nunn, T.R. Product composition and kinetics in the rapid pyrolysis of sweet gum hardwood / T.R. Nunn, J.B. Howard, J.P. Longwell, W.A. Peters // *Industrial Eng Proc Des Dev*. – 1985. – Vol. 24. – pp.836–844.

154. Pacheco-Vega, A. Analysis of fin-tube evaporator performance with limited experimental data using artificial neural networks / A. Pacheco-Vega, M. Sen, R.L. McClain // *ASME-Publications-HTD*. – 2000. – Vol.366. – pp. 95–102.

155. Padilla-Martinez, J. P. Optic cavitation with CW lasers / J. P. Padilla-Martinez, C. Berrospe-Rodriguez, G. Aguilar, J. C. Ramirez-San-Juan, R. Ramos-Garcia // *A review Physics of Fluids*. – 2014. – Vol. 26. – pp. 122007.

156. Patochkina, O. L. Physical model of the dependence of the Nusselt number on the Rayleigh number. / O. L. Patochkina, Y. G. Kazarinov, V. I. Tkachenko // *Technical Physics*. – 2016. – Vol. 61(11). – pp. 1626–1632.

157. Pavlenko, A. N. Disintegration of Flows of Superheated Liquid Films and Jets / A.N. Pavlenko, V. P. Koverda, A.V. Reshetnikov, N.A. Mazheiko, K.A. Busov, V.N. Skokov // *Journal of Engineering Thermophysics*. – 2013. – Vol. 22. – №3. – pp. 174-193.

158. Pavlenko, A.N. Dynamics of transition processes and structure formation in critical heat– mass transfer regimes during liquid boiling and cavitation / A.N. Pavlenko, V.P. Koverda, V.N. Skokov, A.V. Reshetnikov, A.V. Vinogradov, A.S. Surtaev // *Journal of Engineering Thermophysics*. – 2009. – Vol. 18. – N. 1. – pp. 20-38.

159. Pavlenko, A.N. Interconnection Between Dynamics of Liquid Boiling-up and Heat Transfer Crisis for Nonstationary Heat Release / A.N. Pavlenko, V.Yu. Chekhovich // *Journal of Engineering Thermophysics*. – 2007. – Vol. 16. – № 3. – pp. 175-187.

160. Pavlenko, A.N. Dynamics of transient processes at liquid boiling-up in the conditions of free convection and forced flow in a channel under nonstationary heat release / A.N. Pavlenko, E.A. Tairov, V.E. Zhukov, A.A. Levin, M.I. Moiseev // *Journal of Engineering Thermophysics*. – 2014. – vol. 23. – no. 3. – pp. 173–193.

161. Perkins, G. Process development status of fast pyrolysis technologies for the manufacture of renewable transport fuels from biomass / G. Perkins, T. Bhaskar, M. Konarova // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. – 2018. – V. 90. – pp. 292-315.

162. Piskorz, J. Liquid products from the fast pyrolysis of wood and cellulose / J. Piskorz, D. Radlein, D.S. Scott, S. Czernik // In: Bridgwater AV, Kuester JL, editors. *Research in thermochemical biomass conversion*. – London, New York: Elsevier Applied Science, 1988. – p. 557–571.

163. Pradhan, P. A conceptual framework and techno-economic analysis of a pelletization-gasification based bioenergy system / P. Pradhan, P. Gadkari, S.M. Mahajani, A. Arora // *Applied energy*. – 2019. – Vol. 249. – pp. 1–13.

164. Priharto, N. Fast pyrolysis with fractional condensation of lignin-rich digested stillage from second-generation bioethanol production / N. Priharto, F. Ronsse, G. Yildiz, H.J. Heeres, P.J. Deuss, W. Prins // *Journal of Analytical and Applied Pyrolysis*. – 2020. – Vol.145. – pp. 104756.

165. Prodanovic, V. Bubble behavior in subcooled flow boiling of water at low pressures and low flow rates / V. Prodanovic, D. Fraser, M. Salcudean // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2002. – Vol. 28(1). – pp. 1–19.

166. Puig-Arnavat, M. Artificial neural network models for biomass gasification in fluidized bed gasifiers. / M. Puig-Arnavat, J.A. Hernández, J.C. Bruno, A. Coronas // *Biomass Bioenergy*. – 2013. – Vol. 49. – pp. 279–289.

167. Qi, B. Nucleate boiling heat transfer model based on fractal distribution of bubble sizes / B. Qi, Y. Wang, J. Wei, Y. Zhang, T. Yu // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2019. – Vol.128. – pp. 1175–1183.
168. Qiu, Y. An artificial neural network model to predict mini/micro-channels saturated flow boiling heat transfer coefficient based on universal consolidated data / Y. Qiu, D. Garg, L. Zhou, C. Kharangate, S.-M. Kim, I. Mudawar // *International Journal Heat Mass Transfer*. – 2020. – Vol. 149. – pp. 119211.
169. Raj, S. An analytical model for predicting growth rate and departure diameter of a bubble in subcooled flow boiling / S. Raj, M. Pathak, M.K. Khan // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – Vol.109. – pp. 470–481.
170. Ramos, A. Numerical approaches and comprehensive models for gasification process: A review / A. Ramos, E. Monteiro, A. Rouboa // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. – 2019. – Vol. 110. – pp. 188-206.
171. Reina, J. Kinetic study of the pyrolysis of waste wood / J. Reina, E. Velo, L. Puigjaner // *Ind Eng Chem Res*. – 1998. – Vol.37. – pp. 4290–4295.
172. Rodriguez-Alejandro, D. A. Numerical simulation of a pilot-scale reactor under different operating modes: Combustion, gasification and pyrolysis. / D.A. Rodriguez-Alejandro, A. Zaleta-Aguilar, V.H. Rangel-Hernández, A. Olivares-Arriaga // *Biomass and Bioenergy*. – 2018. – Vol.116(May). – pp. 80–88.
173. Rohsenow, W.M. Heat transfer with evaporation. / W.M. Rohsenow // *Heat Transfer—A Symposium held at the University of Michigan During the Summer of 1952 (University of Michigan Press)*. – pp. 101–150.
174. Ruspini, L.C. Two-phase flow instabilities: A review / L.C. Ruspini, C.P. Marcel, A. Clause // *International J. Heat Mass Transfer*. – 2014. – Vol.71. – pp.521–548.
175. Samolada, M.C. A kinetic approach to the flash pyrolysis of biomass in a fluidized bed reactor / M.C. Samolada, I.A. Vasalos // *Fuel*. – 1991. – Vol.70. – pp. 883–889.

176. Sansaniwal, S. K. Recent advances in the development of biomass gasification technology: A comprehensive review / S. K. Sansaniwal, K. Pal, M.A. Rosen, S.K. Tyagi // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. – 2017. – Vol.72. – pp. 363–384.

177. Sarker, D. Bubble growth during subcooled nucleate boiling on a vertical heater: A mechanistic attempt to evaluate the role of surface characteristics on microlayer evaporation / D. Sarker, W. Ding, U. Hampel // *Applied Thermal Engineering*. – 2019. – Vol. 153 (February). – pp. 565–574.

178. Sato, Y. Nucleate pool boiling simulations using the interface tracking method: Boiling regime from discrete bubble to vapor mushroom region / Y. Sato, B. Niceno // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – Vol.105. – pp. 505–524.

179. Shah, M.M. An improved and extended general correlation for heat transfer during condensation in plain tubes / M.M. Shah // *Hvac&R Res*. – 2009. – Vol.15. – pp. 889–913.

180. Shiina, Y. Critical Rayleigh number of natural convection in high porosity anisotropic horizontal porous layers / Y. Shiina, M. Hishida // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2010. – Vol.53(7–8). – pp. 1507–1513.

181. Situ, R. Bubble lift-off size in forced convective subcooled boiling flow / R. Situ, T. Hibiki, M. Ishii, M. Mori // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2005. – Vol. 48(25–26). – pp. 5536–5548.

182. Situ, R. Bubble departure frequency in forced convective subcooled boiling flow / R. Situ, M. Ishii, T. Hibiki, J.Y. Tu, G.H. Yeoh, M. Mori // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2008. – Vol.51. – pp. 6268–6282.

183. Situmorang, Y. A. Small-scale biomass gasification systems for power generation (< 200 kW class): A review / Y.A. Situmorang, Z. Zhao, A. Yoshida, A. Abudula, G. Guan // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. – 2020. – Vol.117. – pp. 109486.

184. Smirnov, H.F. Thermoacoustic phenomena at boiling subcooled liquid in channels / H.F. Smirnov, V.V. Zrodnikov and I.L. Boshkoa // *International Journal Heat Mass Transfer*. – 1997. – Vol. 40. – №8. – pp. 1977–1983.

185. Steiner, H. A wall heat transfer model for subcooled boiling flow/ H. Steiner, A. Kobor and L. Gebhard // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2005. – Vol. 48. – pp. 4161–4173.

186. Sun, Z. C. Flow boiling heat transfer characteristics in horizontal, three-dimensional enhanced tubes / Z.C. Sun, X. Ma, L. X. Ma, W. Li, D. J. Kukulka // *Energies*. – 2019. – vol. 12. – no. 5. – Art.ID 927.

187. Suroto, B.J. Effects of hydrophobic-spot periphery and subcooling on nucleate pool boiling from a mixed wettability surface / B.J. Suroto, M. Tashiro, S. Hirabayashi, S. Hidaka, M. Kohno, Y. Takata // *Journal of Thermal Science Technologies*. – 2013. – Vol. 8. – pp. 294-308.

188. Surtaev, A.S. Observation of boiling heat transfer and crisis phenomena in falling water film at transient heating / A.S. Surtaev, A.N. Pavlenko // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. –2014. – Vol. 74, N. 7. – P. 342–352.

189. Surtaev, A. An experimental study of vapor bubbles dynamics at water and ethanol pool boiling at low and high heat fluxes / A. Surtaev, V. Serdyukov, J. Zhou, A. Pavlenko, V. Tumanov // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2018. – Vol. 126. – pp. 297–311.

190. Tairov, E.A. Using the theory of hydraulic circuits in simulating thermal power installations / E.A. Tairov, A.A. Levin, V.F. Chistyakov // *Thermal Engineering*. – 2011. – Vol. 58(13). – pp. 1094–1098.

191. Thibault, J. A neural network methodology for heat transfer data analysis / J. Thibault, B.P.A. Grandjean // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1991. – Vol. 34. – pp. 2063–2070.

192. Thom, J. R. S. Boiling in Subcooled Water During Flow Up Heated Tubes or Annuli / J.R.S. Thom, W.M. Walker, T.A. Fallon, G.F.S. Reising // *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*. – 1965. – Vol. 180(2). – pp. 226–246.

193. Thorncroft, G. E. An experimental investigation of bubble growth and detachment in vertical upflow and downflow boiling / G.E. Thorncroft, J.F. Klausner, R. Mei // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1998. – Vol. 41. – pp. 3857–3871.
194. Thurner, F. Kinetic investigation of wood pyrolysis. / F. Thurner, U. Mann // *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*. – 1981. – vol. 20. – pp. 482–488.
195. Tiwary, A. A community-scale hybrid energy system integrating biomass for localised solid waste and renewable energy solution: Evaluations in UK and Bulgaria / A. Tiwary, S. Spasova, I.D. Williams // *Renewable energy*. – 2019. – Vol.139. – pp. 960–967.
196. Torres, M.E. A complete Ensemble Empirical Mode decomposition with adaptive noise / M.E. Torres, M.A. Colominas, G. Schlotthauer, P. Flandrin // *IEEE Int. Conf. on Acoust., Speech and signal Proc. ICASSP-11*. – 2011. – pp. 4144–4147.
197. U.S.E.I. Administration, *International Energy Outlook 2019* // Energy Information Administration (EIA). – 2019. – 214 p.
198. Unal, H. C. Maximum bubble diameter, maximum bubble-growth time and bubble-growth rate during the subcooled nucleate flow boiling of water up to 17.7 MN/m² / H.C. Unal // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1976. – Vol.19(6). – pp. 643–649.
199. Urbano, A., Direct numerical simulation of nucleate boiling in micro-layer regime. / A. Urbano, S. Tanguy, G. Huber, C. Colin // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2018. – Vol. 123. – pp. 1128–1137.
200. Utaka, Y. Heat transfer characteristics based on microlayer structure in nucleate pool boiling for water and ethanol / Y. Utaka, Y. Kashiwabara, M. Ozaki, Z. Chen // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2014. – Vol. 68. – pp. 479–488.
201. Wagenaar, B.M. Flash pyrolysis kinetics of pine wood / B.M. Wagenaar, W. Prins, W.P.M. van Swaaij // *Fuel Proc Technol*. – 1994. – Vol.36. – pp. 291–302.

202. Wang, K. On the relation between nucleation site density and critical heat flux of pool boiling. / K. Wang, S. Gong, B. Bai, W. Ma // *Heat Transfer Engineering*. – 2018. – vol. 39. – pp. 1498–1507.
203. Ward, S.M. Experimental weight loss kinetics of wood pyrolysis under vacuum / S.M. Ward, J. Braslaw // *Combustion Flame*. – 1985. – Vol.61. – pp.261–9.
204. Westwater, J. W. Critical Rayleigh Numbers for Natural Convection of Water Confined in Spare Cells With L/D From 0.5 to 8. / J. W. Westwater // *Journal of Heat Transfer*. – 1971. – Vol.93(2). –pp. 188–195.
205. Willert, C. Pulsed operation of high-power light emitting diodes for imaging flow velocimetry / C. Willert, B. Stasicki, J. Klinner and S. Moessner // *Measurement Science and Technology*. – 2010. – №21. – 075402.
206. Xia, C. A review on the modeling and validation of biomass pyrolysis with a focus on product yield and composition / C. Xia, L. Cai, H. Zhang, L. Zuo, S.Q. Shi, S.S. Lam // *Biofuel Research Journal*. – 2021. – Vol. 29. – pp. 1296-1315.
207. Yagov, V.V. Heat transfer at cooling high-temperature bodies in subcooled liquids / V.V. Yagov, A.R. Zabirov, P.K. Kanin // *International Journal of Heat Mass Transfer*. – 2018. – vol. 126. – pp. 823–830.
208. Yagov, V.V. Film boiling of subcooled liquids. Part I: Leidenfrost phenomenon and experimental results for subcooled water / V.V. Yagov, M.A. Lexin, A.R. Zabirov, A.R. Kaban'kov // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2016. – №100. – pp. 908–917.
209. Yagov, V.V. Two distinctly different modes of cooling high-temperature bodies in subcooled liquids. / V.V. Yagov, K.B. Minko, A.R. Zabirov // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2021. – № 167. – pp. 1211–1221.
210. Yagov, V. Is a crisis in pool boiling actually a hydrodynamic phenomenon? / V. Yagov // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2014. – №73. – pp. 265–273.

211. Yang, J. On-line building energy prediction using adaptive artificial neural networks / J. Yang, H. Rivard, R. Zmeureanu // *Energy Build.* – 2005. – Vol. 37. – pp. 1250–1259.
212. Yilmaz, S. Effect of Velocity on Heat Transfer to Boiling Freon-113, / S. Yilmaz, J.W. Westwater // *Journal Heat Transfer.* – 1980. – vol. 102. – pp. 26–31.
213. Yusupov, V.I. Laser-induced hydrodynamics in water-saturated biotissues: 2. Effect on delivery fiber / V.I. Yusupov, V.M. Chudnovskii and V.N. Bagratashvili // *Laser Phys.* – 2011. – № 21(7). – pp. 1230–1234.
214. Zhang, L. International Journal of Heat and Mass Transfer Experimental investigation on the characteristics of maximum bubble size of subcooled flow boiling in narrow rectangular channel under different system pressure / L. Zhang, H. Liu, D. Chen, X. Zhou, Y. Chen // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 2021. – Vol. 176. – pp. 121426.
215. Zhang, W. Correlations of two-phase frictional pressure drop and void fraction in mini-channel / W. Zhang, T. Hibiki, K. Mishima // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 2010. – Vol. 53. – №1-3. – pp. 453–465.
216. Zhao, Z. Pressure and power generation during explosive vaporization on a thin-film microheater / Z. Zhao, S. Glod, D. Poulikakos // *International Journal of Heat Mass Transfer.* – 2000. – Vol.43. – pp. 281–296.
217. Zuber, N. The dynamics of vapor bubbles in nonuniform temperature fields. / N. Zuber // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 1961. – Vol. 2(1–2). – pp. 83–98.
218. Zuber, N. Nucleate boiling. The region of isolated bubbles and the similarity with natural convection / N. Zuber // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 1963. – Vol. 6. – pp. 53–78.
219. Zuber, N. Average volumetric concentration in two-phase flow systems / N. Zuber, J. Findlay // *J. Heat Transfer.* – 1965. – Vol. 87. – pp. 453–468.
220. Zung-Min, Kim. Universal approach to predicting two-phase frictional pressure drop for mini/micro-channel saturated flow boiling / Zung-Min Kim, Issam

Mudawar // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2013. – Vol. 1-2. – pp. 718–734.

Приложение А. Характеристики пузырькового кипения в условиях резкого возрастания температуры теплоотдающей поверхности.

Средневзвешенные по объему диаметры пузырей и другие характеристики опытных данных, использованных для построения математических моделей нестационарного пузырькового кипения.

#	dT_w/dt (K/s)	T_w (°C)	q (MW/m ²)	d (mm)	x_s (mm)
$\Delta T_{sub}=72^\circ\text{K}$					
1	5963	123	1,52	0,060	0,010
2	5963	124	1,54	0,056	0,011
3	5963	126	1,56	0,057	0,012
4	5963	127	1,58	0,062	0,012
5	5963	129	1,60	0,073	0,013
6	5963	131	1,61	0,088	0,014
7	5963	132	1,63	0,108	0,015
8	5963	134	1,66	0,133	0,015
9	5963	136	1,69	0,162	0,016
10	5963	138	1,72	0,197	0,017
11	5728	123	1,50	0,050	0,011
12	5728	125	1,52	0,055	0,011
13	5728	126	1,53	0,061	0,012
14	5728	128	1,55	0,069	0,013
15	5728	129	1,57	0,077	0,013
16	5728	131	1,60	0,087	0,014
17	5728	133	1,63	0,099	0,015
18	5728	134	1,66	0,111	0,016
19	5728	136	1,68	0,125	0,016
20	5728	138	1,70	0,140	0,017
21	5390	122	1,46	0,060	0,010
22	5390	124	1,48	0,064	0,011
23	5390	125	1,51	0,070	0,012
24	5390	127	1,54	0,079	0,013
25	5390	129	1,57	0,090	0,013
26	5390	131	1,60	0,104	0,014

#	dT _w /dt (K/s)	T _w (°C)	q (MW/m ²)	d (mm)	x _s (mm)
27	5390	133	1,61	0,119	0,015
28	5390	134	1,62	0,137	0,016
29	5390	136	1,62	0,157	0,016
30	5390	137	1,62	0,180	0,017
31	5153	120	1,43	0,034	0,009
32	5153	122	1,47	0,046	0,010
33	5153	124	1,50	0,058	0,011
34	5153	126	1,52	0,070	0,012
35	5153	128	1,53	0,082	0,013
36	5153	129	1,53	0,094	0,014
37	5153	131	1,53	0,107	0,015
38	5153	132	1,53	0,119	0,015
39	5153	134	1,54	0,132	0,016
40	5153	136	1,55	0,145	0,017
41	4800	122	1,43	0,027	0,010
42	4800	124	1,43	0,039	0,011
43	4800	125	1,42	0,050	0,012
44	4800	127	1,44	0,062	0,013
45	4800	129	1,44	0,074	0,014
46	4800	131	1,45	0,086	0,015
47	4800	132	1,47	0,099	0,016
48	4800	134	1,51	0,112	0,017
49	4800	137	1,54	0,125	0,018
50	4800	139	1,57	0,138	0,019
51	4515	125	1,37	0,048	0,013
52	4515	126	1,39	0,057	0,013
53	4515	128	1,42	0,066	0,014
54	4515	129	1,44	0,077	0,015
55	4515	131	1,46	0,088	0,015
56	4515	132	1,47	0,100	0,016
57	4515	133	1,48	0,113	0,017
58	4515	135	1,49	0,126	0,017
59	4515	136	1,48	0,141	0,018
60	4515	137	1,47	0,156	0,019
61	3664	125	1,37	0,045	0,013

#	dT _w /dt (K/s)	T _w (°C)	q (MW/m ²)	d (mm)	x _s (mm)
62	3664	127	1,39	0,054	0,014
63	3664	128	1,41	0,064	0,014
64	3664	130	1,42	0,074	0,015
65	3664	131	1,41	0,085	0,016
66	3664	132	1,40	0,097	0,017
67	3664	133	1,39	0,109	0,017
68	3664	134	1,39	0,122	0,018
69	3664	135	1,39	0,136	0,019
70	3664	136	1,39	0,150	0,019
71	3723	125	1,32	0,069	0,013
72	3723	126	1,31	0,067	0,014
73	3723	127	1,30	0,068	0,015
74	3723	128	1,29	0,073	0,015
75	3723	129	1,28	0,082	0,016
76	3723	130	1,27	0,095	0,017
77	3723	131	1,29	0,112	0,017
78	3723	133	1,31	0,133	0,018
79	3723	134	1,33	0,157	0,019
80	3723	135	1,35	0,186	0,020
81	3209	122	1,20	0,033	0,012
82	3209	123	1,21	0,040	0,013
83	3209	124	1,23	0,049	0,014
84	3209	126	1,26	0,059	0,015
85	3209	128	1,28	0,069	0,016
86	3209	129	1,29	0,081	0,016
87	3209	131	1,29	0,094	0,017
88	3209	132	1,28	0,107	0,018
89	3209	133	1,27	0,122	0,019
90	3209	135	1,27	0,138	0,020
91	2948	122	1,19	0,036	0,013
92	2948	123	1,19	0,043	0,014
93	2948	125	1,18	0,049	0,014
94	2948	126	1,16	0,056	0,015
95	2948	127	1,17	0,063	0,016
96	2948	128	1,17	0,071	0,017

#	dT _w /dt (K/s)	T _w (°C)	q (MW/m ²)	d (mm)	x _s (mm)
97	2948	129	1,20	0,078	0,017
98	2948	131	1,23	0,085	0,018
99	2948	132	1,26	0,093	0,019
100	2948	134	1,29	0,100	0,020
101	2999	121	1,12	0,055	0,013
102	2999	122	1,14	0,054	0,013
103	2999	123	1,17	0,056	0,014
104	2999	124	1,18	0,061	0,015
105	2999	125	1,20	0,069	0,015
106	2999	126	1,21	0,080	0,016
107	2999	127	1,22	0,093	0,016
108	2999	128	1,22	0,110	0,017
109	2999	129	1,21	0,129	0,017
110	2999	130	1,20	0,151	0,018
	$\Delta T_{\text{sub}}=42^{\circ}\text{C}$				
111	2635	118	0,87	0,073	0,013
112	2635	120	0,89	0,075	0,015
113	2635	121	0,89	0,081	0,016
114	2635	122	0,88	0,091	0,017
115	2635	124	0,87	0,104	0,019
116	2635	125	0,88	0,121	0,020
117	2635	126	0,90	0,142	0,021
118	2635	128	0,94	0,167	0,022
119	2635	130	0,97	0,195	0,023
120	2635	132	0,99	0,227	0,025
121	2644	118	0,87	0,061	0,013
122	2644	119	0,88	0,073	0,015
123	2644	120	0,87	0,086	0,016
124	2644	121	0,86	0,100	0,017
125	2644	122	0,86	0,113	0,018
126	2644	123	0,86	0,127	0,019
127	2644	125	0,88	0,141	0,020
128	2644	126	0,91	0,156	0,021
129	2644	128	0,94	0,170	0,022
130	2644	129	0,96	0,185	0,023

#	dT _w /dt (K/s)	T _w (°C)	q (MW/m ²)	d (mm)	x _s (mm)
131	3133	122	0,93	0,061	0,016
132	3133	124	0,95	0,084	0,017
133	3133	125	0,96	0,106	0,018
134	3133	126	0,96	0,129	0,020
135	3133	128	0,95	0,151	0,021
136	3133	129	0,95	0,173	0,022
137	3133	130	0,96	0,194	0,023
138	3133	132	0,98	0,215	0,024
139	3133	133	1,01	0,236	0,025
140	3133	135	1,04	0,257	0,026
141	3115	121	0,89	0,066	0,016
142	3115	123	0,92	0,075	0,017
143	3115	124	0,95	0,089	0,018
144	3115	126	0,98	0,109	0,019
145	3115	128	1,01	0,134	0,020
146	3115	130	1,03	0,165	0,021
147	3115	131	1,04	0,201	0,022
148	3115	132	1,04	0,242	0,023
149	3115	134	1,03	0,288	0,024
150	3115	135	1,03	0,340	0,026
151	3613	120	0,93	0,046	0,014
152	3613	121	0,93	0,058	0,015
153	3613	122	0,93	0,071	0,016
154	3613	124	0,94	0,085	0,017
155	3613	125	0,96	0,101	0,018
156	3613	127	0,98	0,117	0,019
157	3613	129	1,02	0,136	0,021
158	3613	131	1,06	0,155	0,022
159	3613	133	1,09	0,176	0,023
160	3613	135	1,11	0,198	0,024
161	3525	121	0,97	0,043	0,015
162	3525	123	0,98	0,082	0,016
163	3525	124	0,98	0,117	0,017
164	3525	126	0,99	0,148	0,018
165	3525	128	1,01	0,174	0,020

#	dT_w/dt (K/s)	T_w (°C)	q (MW/m ²)	d (mm)	x_s (mm)
166	3525	129	1,04	0,195	0,021
167	3525	132	1,08	0,212	0,022
168	3525	134	1,12	0,224	0,023
169	3525	136	1,15	0,232	0,025
170	3525	139	1,17	0,236	0,026
171	4135	119	0,98	0,031	0,013
172	4135	121	1,00	0,043	0,014
173	4135	122	1,02	0,058	0,015
174	4135	124	1,05	0,075	0,016
175	4135	126	1,06	0,095	0,017
176	4135	127	1,07	0,116	0,018
177	4135	129	1,08	0,140	0,019
178	4135	130	1,08	0,165	0,020
179	4135	132	1,09	0,193	0,021
180	4135	133	1,11	0,223	0,022
181	4375	121	1,04	0,038	0,013
182	4375	122	1,05	0,065	0,014
183	4375	123	1,06	0,090	0,015
184	4375	125	1,08	0,112	0,016
185	4375	127	1,10	0,133	0,017
186	4375	129	1,13	0,151	0,018
187	4375	130	1,14	0,167	0,019
188	4375	132	1,15	0,180	0,020
189	4375	134	1,16	0,192	0,022
190	4375	135	1,16	0,201	0,023
191	4615	119	1,08	0,037	0,011
192	4615	120	1,09	0,048	0,012
193	4615	122	1,10	0,061	0,013
194	4615	124	1,10	0,077	0,015
195	4615	125	1,11	0,094	0,016
196	4615	127	1,13	0,113	0,017
197	4615	129	1,16	0,134	0,018
198	4615	130	1,18	0,156	0,019
199	4615	132	1,20	0,181	0,020
200	4615	134	1,21	0,208	0,021

#	dT _w /dt (K/s)	T _w (°C)	q (MW/m ²)	d (mm)	x _s (mm)
201	4938	120	1,15	0,030	0,011
202	4938	122	1,17	0,043	0,012
203	4938	123	1,17	0,058	0,014
204	4938	125	1,17	0,073	0,015
205	4938	126	1,18	0,090	0,016
206	4938	128	1,18	0,107	0,017
207	4938	129	1,19	0,126	0,018
208	4938	131	1,19	0,146	0,019
209	4938	132	1,20	0,167	0,020
210	4938	134	1,21	0,189	0,021
211	5179	119	1,17	0,031	0,011
212	5179	121	1,20	0,046	0,012
213	5179	124	1,21	0,062	0,013
214	5179	125	1,22	0,079	0,014
215	5179	127	1,23	0,097	0,016
216	5179	129	1,24	0,115	0,017
217	5179	131	1,25	0,134	0,018
218	5179	133	1,25	0,153	0,019
219	5179	134	1,26	0,173	0,020
220	5179	136	1,28	0,194	0,021
221	5445	120	1,21	0,040	0,011
222	5445	122	1,23	0,054	0,012
223	5445	124	1,25	0,069	0,013
224	5445	125	1,26	0,085	0,014
225	5445	127	1,27	0,102	0,015
226	5445	129	1,28	0,119	0,016
227	5445	130	1,29	0,137	0,017
228	5445	132	1,30	0,156	0,018
229	5445	134	1,31	0,176	0,019
230	5445	135	1,31	0,196	0,020
231	5486	120	1,20	0,036	0,011
232	5486	122	1,23	0,051	0,012
233	5486	123	1,25	0,066	0,013
234	5486	125	1,27	0,079	0,014
235	5486	126	1,28	0,091	0,014

#	dT _w /dt (K/s)	T _w (°C)	q (MW/m ²)	d (mm)	x _s (mm)
236	5486	128	1,30	0,103	0,015
237	5486	129	1,30	0,113	0,016
238	5486	130	1,31	0,123	0,017
239	5486	131	1,31	0,132	0,017
240	5486	133	1,32	0,140	0,018
	$\Delta T_{\text{sub}}=12^{\circ}\text{K}$				
241	5515	114	0,64	0,043	0,015
242	5515	116	0,68	0,064	0,016
243	5515	118	0,73	0,086	0,018
244	5515	120	0,78	0,109	0,020
245	5515	122	0,82	0,134	0,022
246	5515	124	0,85	0,161	0,023
247	5515	126	0,88	0,189	0,025
248	5515	128	0,90	0,218	0,027
249	5515	129	0,91	0,249	0,029
250	5515	131	0,94	0,281	0,030
251	5583	112	0,60	0,054	0,013
252	5583	114	0,63	0,065	0,015
253	5583	115	0,66	0,078	0,016
254	5583	117	0,70	0,093	0,018
255	5583	119	0,74	0,110	0,020
256	5583	121	0,79	0,129	0,022
257	5583	123	0,83	0,150	0,023
258	5583	125	0,87	0,174	0,025
259	5583	127	0,90	0,199	0,027
260	5583	129	0,92	0,227	0,029
261	5305	115	0,66	0,044	0,017
262	5305	117	0,68	0,071	0,018
263	5305	118	0,72	0,097	0,020
264	5305	120	0,76	0,122	0,021
265	5305	122	0,79	0,147	0,023
266	5305	124	0,83	0,171	0,024
267	5305	125	0,86	0,194	0,026
268	5305	127	0,89	0,216	0,027
269	5305	129	0,91	0,237	0,029

#	dT_w/dt (K/s)	T_w (°C)	q (MW/m ²)	d (mm)	x_s (mm)
270	5305	131	0,92	0,257	0,030
271	5018	114	0,63	0,049	0,016
272	5018	117	0,68	0,079	0,018
273	5018	119	0,73	0,109	0,020
274	5018	121	0,78	0,139	0,022
275	5018	124	0,82	0,168	0,025
276	5018	126	0,84	0,197	0,027
277	5018	128	0,86	0,225	0,029
278	5018	130	0,88	0,254	0,031
279	5018	132	0,91	0,281	0,032
280	5018	134	0,93	0,309	0,035
281	4715	117	0,67	0,069	0,019
282	4715	120	0,73	0,116	0,022
283	4715	123	0,79	0,160	0,024
284	4715	126	0,82	0,201	0,027
285	4715	128	0,84	0,239	0,030
286	4715	131	0,87	0,274	0,032
287	4715	133	0,89	0,306	0,035
288	4715	135	0,92	0,335	0,037
289	4715	138	0,96	0,361	0,040
290	4478	113	0,58	0,042	0,015
291	4478	115	0,63	0,062	0,018
292	4478	118	0,69	0,084	0,020
293	4478	120	0,73	0,110	0,022
294	4478	123	0,77	0,138	0,025
295	4478	125	0,79	0,169	0,027
296	4478	127	0,80	0,203	0,029
297	4478	129	0,82	0,240	0,031
298	4478	131	0,84	0,279	0,033
299	4478	133	0,86	0,321	0,036
300	4160	117	0,67	0,073	0,019
301	4160	119	0,70	0,113	0,021
302	4160	121	0,72	0,150	0,024
303	4160	123	0,73	0,184	0,026
304	4160	124	0,74	0,215	0,028

#	dT_w/dt (K/s)	T_w (°C)	q (MW/m ²)	d (mm)	x_s (mm)
305	4160	126	0,76	0,243	0,030
306	4160	128	0,78	0,268	0,031
307	4160	130	0,81	0,290	0,034
308	4160	132	0,85	0,309	0,036
309	3130	115	0,56	0,055	0,020
310	3130	116	0,56	0,090	0,021
311	3130	118	0,57	0,123	0,023
312	3130	119	0,58	0,154	0,025
313	3130	120	0,59	0,183	0,027
314	3130	122	0,63	0,209	0,029
315	3130	123	0,66	0,234	0,030
316	3130	125	0,70	0,256	0,032
317	3130	127	0,72	0,277	0,034
318	2405	115	0,53	0,068	0,020
319	2405	116	0,52	0,114	0,022
320	2405	117	0,53	0,156	0,025
321	2405	119	0,57	0,193	0,027
322	2405	121	0,61	0,225	0,029
323	2405	123	0,65	0,253	0,031
324	2405	125	0,68	0,275	0,033
325	2405	127	0,69	0,293	0,036
326	2405	128	0,67	0,305	0,038
327	5515	114	0,64	0,043	0,015
328	5515	116	0,68	0,064	0,016

Приложение Б. Экспериментальный стенд для изучения нестационарного кипения на базе Центра коллективного пользования «Высокотемпературный контур»

Схема испытательной установки, использованной для получения эмпирических сведений, рассмотренных в настоящей диссертации, показана на Рисунке П.1. Установка из прозрачного рабочего участка с нагревателем, насоса, конденсатора, бака для деаэрации и устройств для автоматического режима контроля условий (давления, расхода и температуры). Нагреватель представляет собой полую цилиндрическую 320 трубку из нержавеющей стали типа 321 наружным диаметром 12 мм, толщиной стенки 1 мм. Шероховатость поверхности измерялась профилометром TR200. Средняя шероховатость поверхности (R_a) составляла около 0,9 мкм, а максимальная шероховатость (R_{max}) составляла 4 мкм. Рабочий участок был оборудован датчиками температуры, напряжения и давления. Скорость объемной жидкости в опытах составила 0,1 м/с. Расход измерялся турбинным расходомером ТПР-10 ОАО «АПЗ». Температура потока в испытательную секцию контролировалась отключением мощности подогревателя. Нагревательная мощность генерировалась за счет пропускания трехфазного выпрямленного электрического тока через нагреватель с длительностью импульса $60 \div 100$ мс и скоростью роста температуры $2400 \div 6000$ К/с. Для дегазации было выполнено кипение воды, циркулирующей по экспериментальному контуру, в течение нескольких часов. Газы удалялись через бак дегазации, который был подключен к атмосфере. После этого бак дегазации был отсечен путем переключения задвижек. Опыты осуществлялись при давлении в испытательном участке 0,12 МПа.

Схема освещения, предложенная в [8], применялась для получения высокоскоростного и качественного видео. Зеленый светодиод CVT-120 номинальной мощностью 77 Вт подвергался воздействию короткого импульсного тока с 4–5-кратным превышением номинальной амплитуды. Такая короткая перегрузка не разрушает светодиод и обеспечивает световой импульс высокой

яркости. Короткая экспозиция 5–10 мкс улучшает резкость движущихся объектов в кадре видео. Скорость видеосъемки составила 20480 кадров в секунду. Излучающая поверхность диода была достаточно мала (12 мм²), чтобы формировать параллельный световой пучок с помощью выпуклой линзы.

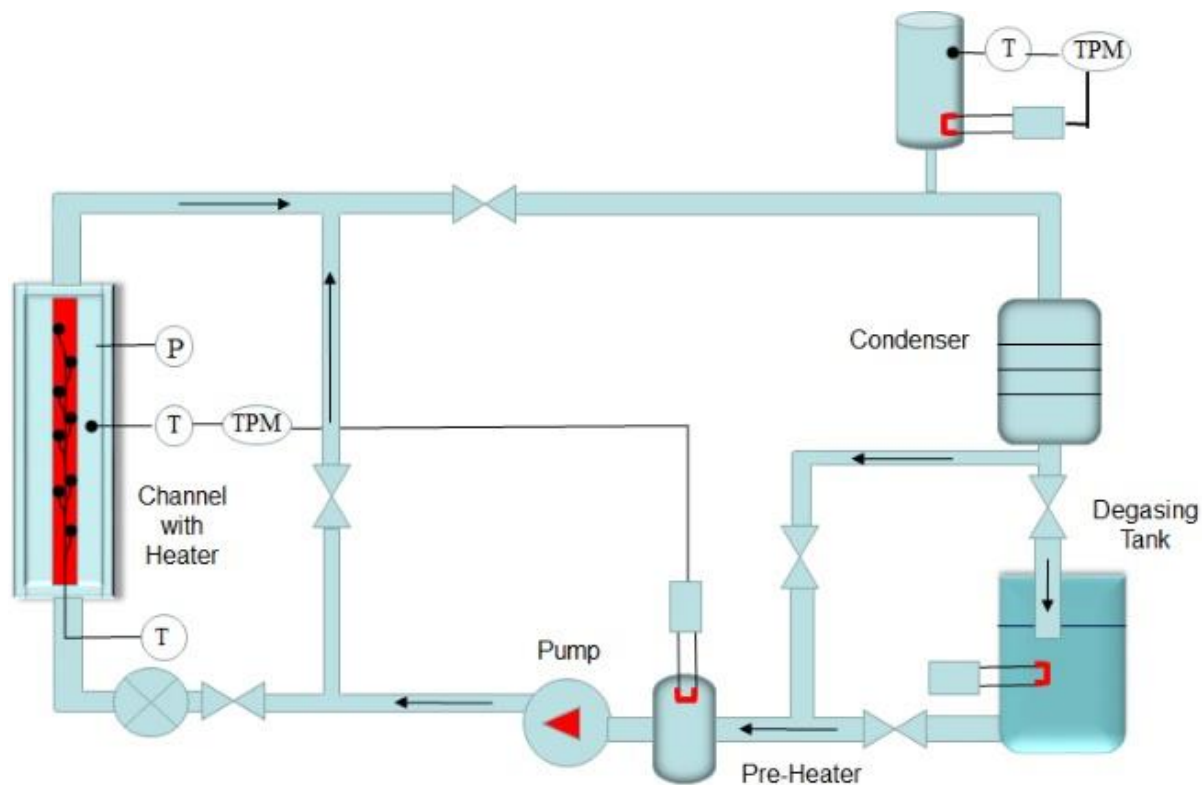


Рисунок П.1 – Схема экспериментальной установки

Исследовано влияние условий тепловыделения и температуры воды на входе на максимальный диаметр пузырька, частоту и плотность зарождения. Синхронизировано с видеокамерой осуществлялась запись истории напряжения для нагревателя с шагом по времени 0,1 мс. Переохлаждение воды на входе составляло 72 К, 42 К и 12 К. Напряжение почти линейно возрастало от нуля до максимального значения в течение 4–5 мс, а затем оставалось постоянным в течение 20–30 мс, пока пузырьки не соединялись, образуя паровую пленку, а затем напряжение линейно падает до нуля. Максимальные диаметры пузырьков измерены только для режима пузырькового кипения.

Профиль температуры воды, температура поверхности нагревателя и радиальный тепловой поток были рассчитаны с помощью программного

обеспечения COMSOL с учетом однофазного потока воды и скорости тепловыделения, соответствующей истории напряжения в каждом эксперименте. Температура поверхности нагревателя также измерялась термопарами, что показало хорошее согласие с численным моделированием для нагрева перед кипением и на начальных стадиях кипения. Рассчитанные значения плотности теплового потока в пределах ограничения-жидкости изменялись в течение каждого эксперимента, и для всего массива данных лежат в диапазоне $0,56 \div 1,76$ МВт/м².

Приложение В. Свидетельства регистрации программных комплексов

24.09.2021

ПрЭВМ №2021615954

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

RU

2021615954

ФЕДЕРАЛЬНАЯ СЛУЖБА
ПО ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СОБСТВЕННОСТИ
(12) ГОСУДАРСТВЕННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ПРОГРАММЫ ДЛЯ ЭВМ

Номер регистрации (свидетельства): 2021615954	Авторы: Левин Анатолий Алексеевич (RU), Хая Полина Вениаминовна (RU)
Дата регистрации: 14.04.2021	Правообладатель: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт систем энергетики им . Л . А . Мелентьева Сибирского отделения Российской академии наук (RU)
Номер и дата поступления заявки: 2021614944 06.04.2021	
Дата публикации: 14.04.2021	
Контактные реквизиты: нет	

Название программы для ЭВМ:

Программа для моделирования нестационарного тепловыделения при омывании цилиндрического нагревателя потоком недогретой жидкости

Реферат:

Программа предназначена для расчета полей температур и скорости воды при прохождении через цилиндрический нагреватель, омываемый потоком недогретой жидкости, электрического импульса высокой мощности. Программа может использоваться для определения времени начала кипения и состояния системы до этого момента. Функциональные возможности программы: расчёт в среде "COMSOL Multiphasics. Программа предназначена для мультифизического моделирования в нестационарной постановке для осесимметричной геометрии, ввод параметров решаемой задачи и вывод результатов расчётов в виде зависимости температуры поверхности нагревателя, толщины перегретого слоя и теплового потока от времени.

Язык программирования: Matlab M-файл

Объем программы для ЭВМ: 195 КБ

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

RU

2021615746

ФЕДЕРАЛЬНАЯ СЛУЖБА
ПО ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СОБСТВЕННОСТИ
(12) ГОСУДАРСТВЕННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ПРОГРАММЫ ДЛЯ ЭВМ

Номер регистрации (свидетельства):

[2021615746](#)

Дата регистрации: 12.04.2021

Номер и дата поступления заявки:

2021614897 06.04.2021

Дата публикации: [12.04.2021](#)

Контактные реквизиты:

нет

Авторы:

**Левин Анатолий Алексеевич (RU),
Хан Полина Вениаминовна (RU)**

Правообладатель:

**Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт систем энергетики им
. Л . А . Мелентьева Сибирского отделения
Российской академии наук (RU)**

Название программы для ЭВМ:

Программа для моделирования пузырькового кипения при нестационарном тепловыделении на цилиндрическом нагревателе , охлаждаемом потоком недогретой жидкости

Реферат:

Программа предназначена для моделирования режимов конвективного теплообмена и кипения изолированных пузырей при нестационарном тепловыделении в цилиндрическом нагревателе, омываемом потоком недогретой жидкости. Функциональные возможности: расчёт в среде "COMSOL Multiphysics Программное обеспечение для мультифизического моделирования" во временной области в осесимметричной постановке, ввод параметров и вывод результатов в виде зависимости от времени температуры нагревателя, толщины перегретого слоя, всех компонент теплового потока от стенки в жидкость, связанных с ростом одиночного пузырька, а также диаметра пузырька.

Язык программирования: Matlab M-файл**Объем программы для ЭВМ:** 255 КБ

24.09.2021

ПрЭВМ №2021615955

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

RU **2021615955**

ФЕДЕРАЛЬНАЯ СЛУЖБА
ПО ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СОБСТВЕННОСТИ
(12) ГОСУДАРСТВЕННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ПРОГРАММЫ ДЛЯ ЭВМ

Номер регистрации (свидетельства): 2021615955	Авторы: Левин Анатолий Алексеевич (RU), Сафаров Алексей Саматович (RU)
Дата регистрации: 14.04.2021	Правообладатель: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт систем энергетики им . Л . А . Мелентьева Сибирского отделения Российской академии наук (RU)
Номер и дата поступления заявки: 2021614943 06.04.2021	
Дата публикации: 14.04.2021	
Контактные реквизиты: нет	

Название программы для ЭВМ:

Программа для моделирования процесса конверсии низкосортного твердого топлива в шнековом пиролизере

Реферат:

Программа предназначена для моделирования процессов теплообмена, сушки и химического разложения древесного топлива в шнековом пиролизере. Программа может быть применена для оптимизации геометрических размеров и режимных параметров работы шнекового пиролизера. Программа производит расчет в среде мультифизического моделирования Comsol Multiphysics 5.3 во временной области в 3-х мерной постановке. Тип ЭВМ: IBM PC - совмест. ПК; ОС: Windows 10.

Язык программирования: Matlab M-файл

Объем программы для ЭВМ: 96 КБ

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

**RU2021615693**

ФЕДЕРАЛЬНАЯ СЛУЖБА
ПО ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СОБСТВЕННОСТИ
ГОСУДАРСТВЕННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ПРОГРАММЫ ДЛЯ ЭВМ

Номер регистрации (свидетельства): 2021615693 Дата регистрации: 12.04.2021 Номер и дата поступления заявки: 2021614827 06.04.2021 Дата публикации и номер бюллетеня: 12.04.2021 Бюл. № 4	Автор(ы): Левин Анатолий Алексеевич (RU), Сафаров Алексей Саматович (RU) Правообладатель(и): Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева Сибирского отделения Российской академии наук (RU)
--	--

Название программы для ЭВМ:

Программа для моделирования поля скорости жидкости при схлопывании парового пузыря на торце оптического волокна

Реферат:

Программа предназначена для моделирования фазы роста парового пузыря на торце оптического волокна с последующим схлопыванием и расчета поля скорости жидкости в момент исчезновения паровой фазы. Программа может быть использована в численных экспериментах по исследованию особенностей развития гидродинамических эффектов в результате схлопывания паровых пузырей, инициируемых интенсивным лазерным излучением. Программа производит расчет в среде мультифизического моделирования Comsol Multiphysics 5.3 методом «Level-set» во временной области в осесимметричной постановке. Тип ЭВМ: IBM PC-совмест. ПК; ОС: Windows 10.

Язык программирования: Matlab

Объем программы для ЭВМ: 40 КБ

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2023611187

**Программа для моделирования роста парового
пузырька на плоской поверхности в нестационарном
поле температур**

Правообладатель: *Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт систем энергетики им.
Л.А. Мелентьева Сибирского отделения Российской
академии наук (RU)*

Авторы: *Левин Анатолий Алексеевич (RU), Хан Полина
Вениаминовна (RU)*

Заявка № **2022686218**

Дата поступления **27 декабря 2022 г.**

Дата государственной регистрации

в Реестре программ для ЭВМ **17 января 2023 г.**



*Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности*

Ю.С. Зубов

**Приложение Г. Документы о практическом использовании
результатов диссертационного исследования**

УТВЕРЖДАЮ
Генеральный директор
Общество с ограниченной
ответственностью
«Промэнергосервис»



Грищенко Ю.В.

_____ 2023 г.

АКТ ВНЕДРЕНИЯ

результатов диссертационной работы
«Развитие методов моделирования тепломассообменных процессов в
энергетических установках в условиях интенсивных фазовых превращений»
ведущего научного сотрудника ФГБУН ИСЭМ СО РАН,
канд. техн. наук, Левина Анатолия Алексеевича

Результаты диссертационной работы Левина А.А. использовались при выполнении совместных научных исследований ООО «Промэнергосервис» и ИСЭМ СО РАН на базе центра коллективного пользования «Высокотемпературный контур» ИСЭМ СО РАН в рамках, предусмотренных договором от 15.11.2022 г.

Создание программного обеспечения, используемого для осуществления математического моделирования задач тепломассопереноса, является актуальной задачей при проведении экспертных оценок реализуемости перспективных энергосберегающих технологий. Разработанные Левиным А.А. методика и алгоритмы позволили качественно улучшить методы обработки результатов измерений, необходимых для компьютерного моделирования динамических процессов.

УТВЕРЖДАЮ
Генеральный директор
Общество с ограниченной
ответственностью
«Интеграл»



Шунков А.Н.

2023 г.

АКТ ВНЕДРЕНИЯ

результатов диссертационной работы
«Развитие методов моделирования теплообменных процессов в
энергетических установках в условиях интенсивных фазовых превращений»
ведущего научного сотрудника ФГБУН ИСЭМ СО РАН,
кандидата технических наук, Левина Анатолия Алексеевича

Результаты диссертационной работы Левина А.А. использовались при выполнении совместных научных исследований ООО «Интеграл» и ИСЭМ СО РАН на базе центра коллективного пользования «Высокотемпературный контур» в рамках, предусмотренных договором от 15.11.2022 г.

Востребованность применения численных расчетов моделей процессов с фазовыми превращениями возникает при разработке перспективных направлений проектной деятельности в рамках внедрения энергосберегающих технологий. Разработанные Левиным А.А. методика и алгоритмы позволили повысить результативность обработки результатов измерений, используемых в качестве калибровочных данных, а также разработать эффективные высокопроизводительные численные алгоритмы для расчета задач с интенсивной теплопередачей в нестационарных условиях.

УТВЕРЖДАЮ
Директор ООО
«Спецэнергоконтракт»



Набеев О.А.

2023 г.

АКТ ВНЕДРЕНИЯ

результатов диссертационной работы
«Развитие методов моделирования тепломассообменных процессов в
энергетических установках в условиях интенсивных фазовых превращений»
ведущего научного сотрудника ФГБУН ИСЭМ СО РАН,
канд. техн. наук, Левина Анатолия Алексеевича

Результаты диссертационной работы Левина А.А. использовались при выполнении совместных научных исследований ООО «Спецэнергоконтракт» и ИСЭМ СО РАН на базе центра коллективного пользования «Высокотемпературный контур» ИСЭМ СО РАН в рамках договора о научно-техническом сотрудничестве от 15.10.2022 г.

Реализация численных расчетов, с применением современных средств математического моделирования, включая имитацию функционирования многокомпонентных систем, является ключевым условием для рассмотрения возможностей функционирования проектных энергетических технологий. Предложенные в рамках диссертационной работы Левиным А.А. методики и алгоритмы позволили разработать современные математические модели установок по переработке твердого топлива, используя в качестве исходных данных результаты натурных экспериментов, полученных на пилотном стенде.

Министерство науки и высшего образования
 Российской Федерации
 ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
 БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ СИСТЕМ ЭНЕРГЕТИКИ
 им. Л.А. МЕЛЕНТЬЕВА
 СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
 РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
 (ИСЭМ СО РАН)



664033, Иркутск-33, ул. Лермонтова, 130
 Тел. (395-2) 42-47-00
 Факс (395-2) 42-67-96

E-mail: info@isem.irk.ru

от 06.02.2023 № 15 СИК / 24-63-01
 на № _____ от _____

АКТ

Об использовании результатов диссертации
 на соискание ученой степени доктора технических наук по специальности
 1.2.2 – Математическое моделирование, численные методы и
 комплексы программ
 Левина Анатолия Алексеевича
 «Развитие методов моделирования тепломассообменных процессов в энергетических установках в условиях интенсивных фазовых превращений»

Настоящий акт подтверждает, что результаты диссертационной работы Левина А.А. на тему «Развитие методов моделирования тепломассообменных процессов в энергетических установках в условиях интенсивных фазовых превращений» использовались Федеральным государственным бюджетным учреждением науки Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева Сибирского отделения Российской академии наук при выполнении научно-исследовательских работ в рамках проектов государственного задания программы фундаментальных исследований Российской Федерации:

- «Экспериментальные исследования термогидравлических процессов при движении однофазного и парожидкостного потока в обогреваемом канале и в слое шаровых частиц, разработка интерактивной динамической модели теплового оборудования ТЭС» (2010–2012 гг.);
- «Динамика неравновесных процессов при интенсивных фазовых переходах в потоке недогретой жидкости» (2012–2013 гг.);
- «Экспериментальные исследования и математическое моделирование термогидравлических процессов в энергоустановках и пористых средах при фазовых превращениях в теплоносителе» (2014–2016 гг.);

- «Исследование переходных процессов в энергоустановках при фазовых превращениях в теплоносителе методами физического эксперимента и математического моделирования» (2017–2020 гг.);
- «Методы и модели исследования и оптимизации инновационных энергетических процессов и установок» (2021–2023 гг.);
- интеграционному проекту Сибирского отделения РАН, №2, 2012-2014 гг.

Директор ИСЭМ СО РАН
Академик РАН



В.А. Стенников