

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Пермский государственный национальный исследовательский университет



На правах рукописи

Кондрашов Александр Николаевич

**Динамика конвективного течения над локализованным источником тепла**

Специальность 01.02.05 —

«Механика жидкости, газа и плазмы»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:  
доктор физико-математических наук,  
профессор

Путин Геннадий Федорович

доктор физико-математических наук, профессор  
Сморodin Борис Леонидович

Пермь — 2019

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	5
<b>Глава 1. Обзор литературы</b> . . . . .	10
1.1 Конвективные течения в геологии . . . . .	10
1.2 Тепловые плюмы и их классификация . . . . .	11
1.3 Развитие теплового плюма . . . . .	17
1.4 Нетепловые и неосесимметричные плюмы . . . . .	20
1.5 Установившееся течение то локализованного источника тепла . . . . .	22
1.6 Влияние формы нагревателя . . . . .	24
1.7 Конвективные датчики . . . . .	25
1.8 Космическая промышленность . . . . .	27
1.9 Заключение первой главы . . . . .	29
<b>Глава 2. Формирование конвективного течения над локализованными источниками тепла</b> . . . . .	31
2.1 Введение . . . . .	31
2.2 Экспериментальное исследование . . . . .	32
2.2.1 Описание лабораторной установки и методика проведения эксперимента . . . . .	32
2.2.2 Развитие конвективного факела в результате действия круглого нагревателя . . . . .	35
2.2.3 Возникновение конвективного факела над поверхностью треугольного и квадратного нагревателей . . . . .	40
2.3 Численный эксперимент . . . . .	44
2.3.1 Математическая постановка задачи . . . . .	44
2.3.2 Эволюция теплового факела и экспериментальная верификация численных результатов . . . . .	46
2.3.3 Влияние формы нагревателя на процесс формирования теплового плюма . . . . .	51
2.4 Выводы по второй главе . . . . .	55

<b>Глава 3. Влияние границ на динамику развития конвективного факела</b>	<b>57</b>
3.1 Введение . . . . .	57
3.2 Натурный эксперимент . . . . .	58
3.2.1 Описание установки и методика проведения эксперимента .	58
3.2.2 Результаты экспериментов . . . . .	63
3.3 Численный эксперимент . . . . .	67
3.3.1 Математическая постановка задачи . . . . .	67
3.3.2 Скорость роста теплового плюма . . . . .	70
3.3.3 Формула для скорости роста плюма . . . . .	73
3.3.4 Влияние границ на развитие теплового плюма . . . . .	76
3.4 Выводы по третьей главе . . . . .	81
<b>Глава 4. Стационарные конвективные режимы в узком вертикальном слое при локальном подогреве</b>	<b>83</b>
4.1 Введение . . . . .	83
4.2 Математическая постановка задачи . . . . .	85
4.3 Описание лабораторной установки и методика проведения эксперимента . . . . .	87
4.4 Стационарные конвективные режимы . . . . .	89
4.5 Тепловые характеристики и асимметрия течения . . . . .	93
4.6 Смещение границ реализации режимов в зависимости от геометрических параметров . . . . .	96
4.7 Выводы по четвертой главе . . . . .	100
<b>Глава 5. Применение узких слоев жидкости с локализованным нагревом для измерения ускорений</b>	<b>101</b>
5.1 Введение . . . . .	101
5.2 Математическое обоснование принципов регистрации углов и ускорений . . . . .	102
5.2.1 Постановка задачи . . . . .	102
5.2.2 Влияние угла наклона на структуру конвективного течения .	104
5.2.3 Оценки чувствительности конвективного датчика . . . . .	106
5.3 Лабораторная модель конвективного датчика . . . . .	110
5.3.1 Описание установки и методики измерений . . . . .	111

	Стр.
5.3.2 Измерение углов . . . . .	114
5.3.3 Измерение центробежных сил . . . . .	116
5.4 Выводы по пятой главе . . . . .	121
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>122</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>125</b>
<b>Список иллюстративных материалов . . . . .</b>	<b>141</b>
<b>Список таблиц . . . . .</b>	<b>150</b>



## Введение

**Актуальность и степень разработанности темы.** Диссертация посвящена экспериментальному и численному исследованиям особенностей тепловой конвекции от локализованного источника тепла. Находясь на пересечении механики и теплофизики, это явление наблюдается в бесчисленном множестве природных ситуаций, к которым можно причислить некоторые астрофизические, геологические и атмосферные процессы. В технической области, конвекция повсеместно используется для интенсификации тепло- и массообмена, и, ввиду распространенности и высокого прикладного значения, изучается на протяжении десятилетий. Несмотря на глубокую проработанность и широту охвата решенных задач, до сих пор существует ряд областей, получивших недостаточное освещение в специализированной литературе. Наиболее изученными остаются проблемы устойчивости течений в замкнутых полостях, в то время как динамические процессы формирования и последующего развития конвективного течения часто остаются за рамками рассматриваемых вопросов. Так, на сегодняшний день, крайне мало известно о влиянии размеров и формы компактного нагревателя на структуру теплового пограничного слоя и, как следствие, на процесс организации конвективного течения. Доступна ограниченная информация о влиянии граничных условий на скорость роста теплового плюма. Остается неизученной устойчивость гидродинамических структур, сопровождающих конвекцию от локализованного источника тепла в узких слоях. И, наконец, ввиду быстрого развития измерительной техники, обсуждению подлежат перспективы использования конвективных акселерометров, а также способы повышения их чувствительности и оценка пределов применимости. Решению этих, и некоторых других, задач посвящена представленная диссертационная работа.

**Цели и задачи исследования.** Цель диссертационной работы заключается в экспериментальном и численном исследовании процессов тепломассопереноса, протекающих в результате воздействия на сплошную среду локализованных источников тепла. Основное внимание уделено процессам развития и устойчивости сопутствующего конвективного течения, а также возможности его применения в технических устройствах.

Для достижения цели были поставлены следующие задачи:

1. Экспериментально изучить и численно смоделировать процессы формирования конвективного течения над нагревателями различной формы: круглой, квадратной, правильного треугольника или пятиугольника.
2. Экспериментально и численно проанализировать влияние твердых стенок на скорость роста теплового плюма, возникающего над локализованным источником тепла в узких вертикальных слоях.
3. Экспериментально и численно изучить влияние интенсивности подогрева, толщины рабочего слоя, теплопроводности боковых стенок на характер конвективных структур, установившегося над компактным нагревателем в прямоугольной полости.
4. Проанализировать возможность использования узких слоев в качестве измерительных полостей конвективных акселерометров. Провести оценку чувствительности таких приборов и охарактеризовать свойств лабораторного образца конвективного датчика.

#### **Научная новизна:**

1. Для нагревателей круглой, треугольной, квадратной и пятиугольной форм обнаружено существование нескольких способов формирования течения и соответствующего поля температуры, сменяющих друг-друга в зависимости от интенсивности нагрева, теплофизических параметров рабочей среды и размеров нагревателя.
2. Проведено исследование процесса развития теплового плюма в узком вертикальном слое. Рассмотрена роль граничных условий. Показано, что уменьшение толщины рабочего слоя жидкости приводит к уменьшению скорости роста конвективного факела. Получена формула для скорости роста теплового плюма в условиях постоянной температуры нагревателя.
3. Получена карта возможных стационарных конвективных режимов в узком вертикальном слое при локализованном нагреве снизу в диапазоне чисел Рэлея  $Ra = 10 \div 10^7$ .
4. Экспериментально изучена чувствительность конвективного акселерометра на основе узкого слоя жидкости с компактным источником тепла.

**Теоретическая и практическая значимость.** Понимание способов организации течения над нагревателями в форме многоугольников, кроме фундаментального интереса, может оказаться полезным при проектировании компактных

электронных устройств с пассивным охлаждением. Результаты рассмотренного частного случая развития теплового плюма в узких слоях будут интересны специалистам в областях исторической и прикладной геологии. Результаты верифицируют ранее полученные значения и наглядно показывают общность явлений развития течений в тонких и бесконечных слоях, а также предполагают существование непрерывного гладкого перехода от одних к другим. Исследования установившегося течения и его устойчивости решают прикладную задачу оптимизации рабочих параметров некоторых тепловых устройств, в частности, конвективных акселерометров. Созданный в рамках выполнения работы лабораторный образец конвективного акселерометра может быть использован в качестве угломера или сейсмологического датчика низкочастотных ускорений.

**Методология и методы исследования.** При выполнении диссертационной работы использовались современные апробированные методы экспериментального исследования конвекции. Потoki визуализировались светорассеивающими частицами и флуоресцентными красителями. Пространственные распределения температуры, на доступных для наблюдения плоскостях, регистрировались тепловизором. В объеме жидкости температура измерялась термопарами.

Экспериментальные результаты дополнялись и расширялись результатами численных расчетов. Моделирование конвективных течений проводилось с использованием современных пакетов ANSYS Fluent, ANSYS CSX, Comsol Multiphysics.

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Существуют, по крайней мере, два сценария возникновения конвективного течения вблизи локализованных источников тепла. Смена сценариев происходит по преодолении порогового значения числа Рэлея  $Ra_{Nc} = (8.6 \pm 0.2) \cdot 10^2$ , справедливого для всех нагревателей правильной многоугольной формы.
2. Скорость развития теплового плюма в узком вертикальном слое жидкости ниже, по сравнению с неограниченным случаем. Кроме того, скорость роста развитого плюма растет с увеличением размеров источника тепла и не зависит от тепловых условий на боковых границах.
3. В условиях локализованного подогрева узкого вертикального слоя жидкости существуют зеркально-симметричный и асимметричный стационарные режимы течения. Режимы сменяют друг друга при превышении

критического значения параметра Рэлея, которое уменьшается по мере увеличения толщины и высоты слоя жидкости.

4. Узкие вертикальные слои жидкости возможно применять в качестве измерительных компонентов конвективных низкочастотных датчиков сильных ускорений или угломеров. Точность таких приборов увеличивается одновременно с миниатюризацией гидродинамической системы.

**Достоверность** результатов обеспечивается продуманными методиками, высокой воспроизводимостью и низкими значениями случайных ошибок. Большинство лабораторных измерений подкреплены данными численных экспериментов, и наоборот. Полученные результаты хорошо согласуются с известными результатами других работ и вписываются в общепризнанную научную парадигму.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на двадцати двух региональных, всероссийских и международных конференциях и семинарах, среди которых: «Зимняя школа по механике сплошных сред» (2011 г., 2013 г., 2015 г., 2017 г., Пермь), «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность» (2012 г., 2014 г., 2016 г., Звенигород), «Пермские гидродинамические научные чтения» (2014 г., 2017 г., Пермь), Всероссийская конференция молодых ученых «Неравновесные процессы в сплошных средах» (2012 г., Пермь), Международная конференция молодых ученых «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» (2012 г., Новосибирск), «Актуальные задачи механики сплошных сред» (2014 г., Пермь), Всероссийская школа-конференция молодых ученых «Математическое моделирование в естественных науках» (2014 г., Пермь), «Всероссийская конференция молодых ученых-механиков» (2017 г., Сочи), «Пермский городской гидродинамический семинар» (2014 г., 2016 г., 2017 г., Пермь).

**Личный вклад.** Автор самостоятельно разрабатывал и апробировал лабораторные установки и соответствующие математические модели. Выполнял численные расчеты и проводил эксперименты. Самостоятельно подготовил к печати шесть из восьми статей, включенных в диссертационную работу. В написании еще двух принимал активное участие. Выступал с докладами по теме диссертации на научных конференциях и семинарах различного уровня. Основные результаты получены, обработаны и интерпретированы автором лично.

**Публикации.** По теме диссертации опубликовано 27 работ. Из них 8 статей, 6 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК и Web Of Science. Остальные 19 — в тезисах докладов.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения. Полный объем диссертации составляет 150 страниц, включая 74 рисунка и 6 таблиц. Список литературы содержит 172 наименования.

## Глава 1. Обзор литературы

Диссертационная работа посвящена изучению проблем тепломассообмена в условиях локализованного нагрева. Подобные условия встречаются повсеместно, как в технической сфере, так и в природных условиях.

### 1.1 Конвективные течения в геологии

Хорошим примером может послужить широко известная гипотеза о дрейфе континентов. Появившаяся на свет благодаря блестящей догадке немецкого географа Альфреда Вегенера еще в 1912 году, идея о движении литосферных плит изначально была отвергнута научным сообществом. Причина скептицизма заключалась в отсутствии объяснения механизма, способного перемещать столь крупные геологические объекты.

Признание пришло одновременно с объяснением. К началу 1960-х годов развитие технологий позволили составить карту рельефа дна Мирового океана. Карта показала, что в центре океанов расположены срединно-океанические хребты. Эти данные позволили Р. Дитцу и Г. Хессу в 1962—1963 годах выдвинуть гипотезу спрединга [1—3]. Согласно этой гипотезе, в мантии организовано конвективное течение, имеющее скорость около 1 см/год. Восходящие конвективные потоки выносят под срединно-океаническими хребтами мантийный материал, который обновляет океаническое дно в осевой части хребта каждые 300—400 лет. Континенты, будучи пассивно «впаяны» в литосферные плиты, не плывут по океанической коре, а перемещаются по мантии.

Сейчас уже нет сомнений, что горизонтальное движение литосферных плит происходит за счёт мантийных термогравитационных течений [4]. Источником энергии для этих течений служит разность температуры центральных областей Земли, которые имеют очень высокую температуру (по некоторым оценкам, температура ядра составляет порядка 5000°C), и температуры на её поверхности. Нагретые в центральных зонах Земли породы расширяются. Плотность их уменьшается и они всплывают, уступая место опускающимся более холодным, и потому более тяжёлым, массам, уже отдавшим часть тепла земной коре. Возникающие

течения замыкаются сами на себя и образуют устойчивые конвективные ячейки [5—7]. При этом вблизи поверхности движение мантийной среды происходит практически параллельно плоскости земной коры. Именно оно увлекает плиты в горизонтальном направлении за счёт огромной вязкости мантийного вещества.

Помимо основного подъемно-опускного течения в геологических объектах наблюдаются и более сложные гидродинамические структуры – мантийные плюмы [8; 9]. Мантийный плюм (англ. mantle plume) — горячий поток,двигающийся от основания мантии у ядра Земли независимо от крупномасштабных окружающих конвективных течений. На поверхности плюмы проявляют себя, например, в виде траппов [10], внутриконтинентальных рифтов [11], горячих точек типа Гавайской [12] или биосферного заповедника Йеллоустоун [13].

## 1.2 Тепловые плюмы и их классификация

Окончательно термин ”плюм” вошел в гидродинамику благодаря австралийскому геофизику Джеймсу Стюарту Тернеру. В своей работе 1969 года [14] он предложил разделять конвективные течения от компактного нагревателя на три класса (рисунок 1.1).

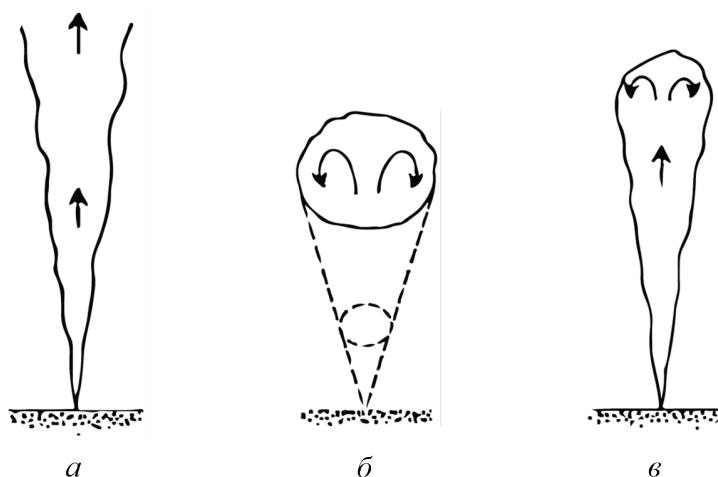


Рисунок 1.1 — Три класса течений от компактного источника тепла: (а) плюм, (б) термик, (в) развивающийся плюм. Рисунки взяты из работы [14].

Первый класс (рис. 1.1 а), непосредственно плюмы (англ. plumes), это развитые течения, которые происходят в условиях постоянного действия источника



тепла. В этом случае образуется обособленная конвективная струя снаружи которой скорость потока резко уменьшается. Примером такого течения может служить дым поднимающийся из заводских труб (рис. 1.2 а) или пламя свечи, поддерживаемое постоянной химической реакцией.

Второй класс течений (рис. 1.1 б) – термики (англ. thermals), представляет собой всплывающие локализованные области нагретой сплошной среды, образовавшиеся в результате кратковременного воздействия источника тепла. Подобные структуры часто наблюдаются в метеорологии. Например, термики образуются вблизи подножья гор (рис. 1.2 б), основание которых освещено солнечным светом, а вершина покрыта облаками. В результате неравномерного прогрева, некоторая часть воздушной массы поднимается вверх создавая течение в виде тора.

Согласно Тернеру, третьим классом течений (рис. 1.1 в) являются развивающиеся плюмы (англ. starting plumes). В этом случае поток представляется растущей конвективной струей конечного размера, увенчанной расширяющейся тепловой шапкой. По форме образовавшаяся структура сильно напоминает гриб. В качестве иллюстрации такого течения подходят взрыв атомной бомбы (рис. 1.2 в) или мантийные плюмы. По своей сути, такой вид течения является переходным. Поэтому здесь и далее в тексте диссертации, если нет специального уточнения, под обобщенным термином ”плюм” будет подразумеваться класс развивающихся плюмов.



Рисунок 1.2 — Примеры течений для каждого из трех классов Тернера: (а) плюм, (б) термик, (в) развивающийся плюм.



Стоит отметить, что в отечественной академической культуре, до недавних пор, термин "плюм" редко употреблялся вне проблем геофизики. Многим специалистам в области механики более привычным покажется термин "тепловой а в ряде случаев "конвективный "факел". Тем не менее, исходя из устоявшейся области применения [15], термин "конвективный факел-[16; 17] ближе всего соответствует Тернеровскому первому классу – развитому плюму. Развивающийся плюм в русскоязычной специальной литературе может называться как "конвективным факелом" или "конвективной струей-[18; 19], так и "термиком-[20], в зависимости от предпочтений автора. В последние годы, российские исследователи все чаще используют принятую международным сообществом терминологию [21–23], что, скорее всего, связано с возросшей необходимостью публикации за рубежом.

Помимо классификации, предложенной Тернером, существуют и другие способы разделить течения от локализованных источников на группы со схожими признаками. Очевидным образом, например, отличаются ламинарные и турбулентные плюмы [24–26].

Кроме того, плюмы принято различать по форме нагревателя на плоские [27; 28] и осесимметричные [29–31]. Плоские возникают в результате действия протяженного источника тепла. Соответствующее течение представляет собой конвективные валы, вытянутые вдоль нагревателя. Теоретическое описание плоских плюмов проводится в двумерном приближении, откуда и появилось название.

Осесимметричные создаются точечными, или, в более общем случае, компактными нагревателями. Возникающее в результате течение имеет форму тора. Для изучения такого рода явлений используются полярные координаты. В ламинарном устойчивом случае, от азимутальной компоненты ничего не зависит. Однако в задачах, связанных с динамическими процессами развития тепловой струи, как правило, используется трехмерное пространство. Связано это с тем, что при определенных условиях, например в ходе развития некоторой неустойчивости, центральный ствол течения, внутри которого происходит наиболее интенсивный перенос тепла, способен потерять вертикальную симметрию, наклониться, или даже начать колебаться [32]. Описание таких процессов в осесимметричной постановке приводит к некорректным результатам.

Еще один способ классификации был предложен в 2004 году в статье Хир Маджамдер [33]. Она предложила разделить формы развития теплового плюма на четыре режима. Основанием для разбиения на классы послужили возможные

комбинации соотношения пограничных слоев. Так, исходя из известных результатов, развитие и теплового  $\delta_T$  и вязкого  $\delta_V$  пограничных слоев происходит по степенному закону:

$$\delta_T \sim s^a, \quad \delta_V \sim s^b. \quad (1.1)$$

В уравнении 1.1  $s$  – это координата на оси плюма, а значения степеней  $a$  и  $b$  зависят от рассматриваемого режима и отличаются у разных комбинаций чисел Рейля  $Ra$  и Прандтля  $Pr$ .

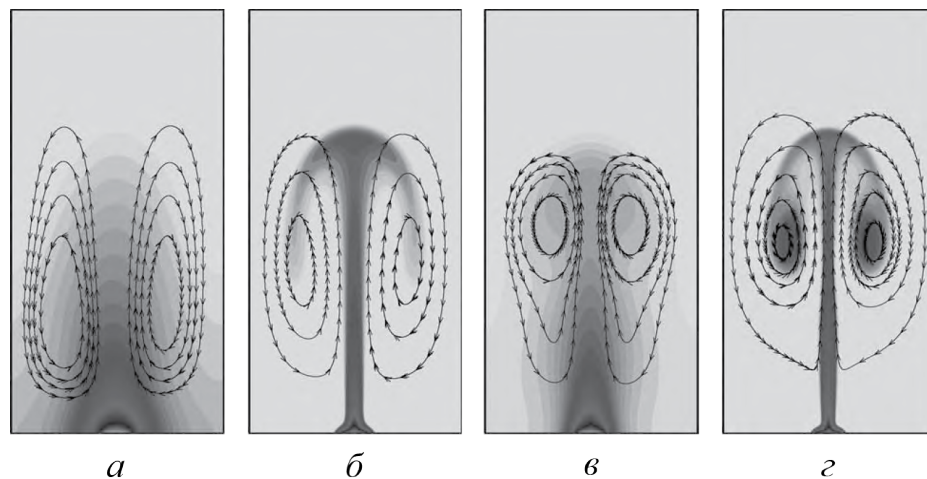


Рисунок 1.3 — Четыре режима развития теплового плюма в зависимости от соотношения толщин теплового и вязкого пограничных слоев. (а) Вязкий теплопроводный режим ( $a > 1/4$  и  $b > 1/4$ ). (б) Вязкий нетеплопроводный режим ( $a < 1/4$  и  $b > 1/4$ ). (в) Невязкий теплопроводный режим ( $a > 1/4$  и  $b < 1/4$ ). (г) Невязкий нетеплопроводный режим ( $a < 1/4$  и  $b < 1/4$ ).

Иллюстрация из книги [34].

Режим, для которого  $a > 1/4$  и  $b > 1/4$ , характеризуется толстыми тепловым и вязким пограничными слоями. Поэтому он получил название вязкого теплопроводного режима (рис. 1.3 а). В эксперименте такой плюм можно увидеть слабо нагретым небольшим источником тепла, например, трансформаторное масло ( $Pr \sim 10^2, Ra \sim 10^4$ ).

Если  $a < 1/4$  и  $b > 1/4$ , то ширина вязкого пограничного слоя превышает ширину теплового. Это приводит к перемещению наиболее интенсивных вихрей в верхнюю область тепловой структуры и, как следствие, образованию ”шляпки гриба”(рис. 1.3 б). Такую картину можно наблюдать в том же трансформаторном масле, но при условии более сильного нагрева ( $Pr \sim 10^2, Ra \sim 10^6$ ).

Когда  $a > 1/4$  и  $b < 1/4$ , у плюма развивается широкий пламя-подобный стебель. Затухание скорости вблизи факела происходит быстрее затухания температуры (рис. 1.3 в). Такое поведение обнаруживается при умеренном нагревании не вязких сред с высокой теплопроводностью – жидких металлах ( $Pr < 10^0$ ,  $Ra \sim 10^6$ ).

Последний режим соответствует показателям степеней  $a < 1/4$  и  $b > 1/4$ . В этой ситуации образуется резкий переход, как температурный, так и скоростной, между областью развития плюма и слабо возмущенной окружающей средой (рис. 1.3 г). Тонкие пограничные слои, как и в случае  $a < 1/4$  и  $b < 1/4$ , порождают вихри в верхней части факела. Добиться похожего распределения температуры и скорости можно в любой сплошной среде при достаточно интенсивном нагреве ( $Ra > 10^7$ ).

Отделение нагретых областей от центрального стволового течения в нетеплопроводных режимах  $b < 1/4$ , приводит к организации мелкомасштабных структур. Например, возможна ситуация, когда локальное значение числа Рэлея превысит критическое. В этом случае от основного потока отделяется вторичный тепловой плюм который может начать свое развитие в другом направлении. Как было показано в серии работ Хаттори с соавторами [35—37], такое поведение может привести к толчкообразному росту конвективной струи, и даже к ее разрушению на отдельные части. Авторы считают этот эффект механизмом перехода от ламинарного к турбулентному режиму.

Используя идею Маджмадер, Константин Алексеевич Гаврилов с соавторами расширили классификацию на случай узкого вертикального слоя [21]. Результаты их работы указывают на расширение области существования и повышение устойчивости вязких  $a > 1/4$  режимов.

Разделение, проведенное Маджмадер и Гавриловым, имеет важное прикладное значение для изучения множества атмосферных и геологических процессов, таких как организация смерчей и гроз. Однако использование обсуждаемой классификации в практических целях затруднено неадекватным выбором критерия подобия.

Дело в том, что в оригинальной работе [33] в качестве управляющего параметра используется число Рэлея, определенное по высоте рабочего слоя. Тем не менее, как показывают результаты большого количества экспериментов [38—43], высота кюветы оказывает минимальное влияние на процессы формирования и развития теплового плюма. Развитие плюма завершается прежде чем начинает

сказываться верхняя стенка. Впрочем, нетрудно представить ситуацию, в которой верхняя граница и вовсе отсутствует. В этом случае определенное по высоте число Рэлея неминуемо устремится к бесконечности. Тогда, согласно представленной в книге Марчелло Лаппы [34] карте режимов (рис. 1.4), в любой среде должен наблюдаться невязкий и нетеплопроводный режим. Абсурдность этого предположения очевидна.

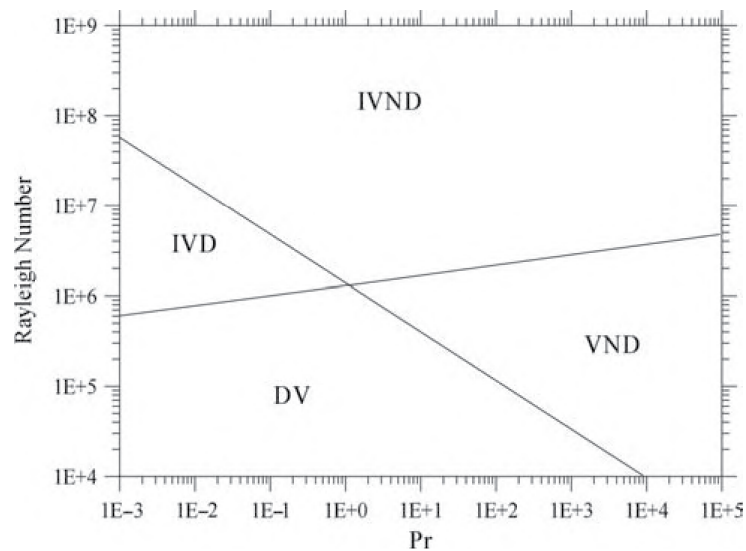


Рисунок 1.4 — Карта режимов в плоскости чисел Рэлея и Прандтля для классификации предложенной Маджамдер. Использование карты в практических целях затруднено неадекватным выбором характерного размера задачи. Иллюстрация из книги [34].

В то же время, размер нагревателя и его температура, по сути, определяют толщину и форму организующихся пограничных слоев [44]. Поэтому геометрия нагревателя оказывает доминирующее влияние на развивающиеся конвективные процессы. Как показывают некоторые исследования [40; 42], тип режима из предложенной классификации неким образом не сказывается на скорости роста развитого теплового плюма. Таким образом, выбранное в качестве управляющего параметра число Рэлея, определенное по высоте, не является критерием подобия в задачах о развитии теплового плюма и не может быть использовано для предсказания результатов натурного эксперимента.

### 1.3 Развитие теплового плюма

Интерес сообщества к проблемам скорости развития теплового плюма напрямую вытекает из пионерских работ британского физика Джеффри Ингрэма Тейлора. Его результаты представленных, в основном, в виде отчетов для администрации Лос-Аламосской лаборатории, которые он написал в качестве приглашенного специалиста в рамках "Манхеттенского проекта". Тейлор предложил рассматривать развитие огненного шара, образующегося в результате взрыва атомной бомбы, как процесс проходящий последовательно два этапа [45]. На первом, резкое выделение огромной энергии приводит к возникновению термика – области перегретого воздуха, поднимающейся в атмосфере, подобно всплывающему воздушному пузырю в воде. По мере увеличения размеров термика холодный окружающий воздух "подсасывается" в область низкого давления. Это приводит к возникновению конвективного вала в форме тора.

На втором этапе земная поверхность в области взрыва начинает отдавать запасенную тепловую энергию. За поднимающимся термиком образуется огненный столб, представляющий собой турбулентный поток смеси воздуха и присоединенного вещества. Тейлором была предложена теория, позволяющая связать максимальную высоту на которую поднимется ядерный гриб, с мощностью взрыва. Скорость роста развивающегося плюма, а также влияние физических свойств жидкости на этот процесс в его работе не рассматривались.

Первой, и наиболее известной, работой в этом направлении принято считать теоретическое исследование ученика Тейлора, Джорджа Кейта Бэтчелора, работавшего в то время в Кавендишевской лаборатории Кембриджа. В его статье [46], увидевшей свет в 1954 году, проводится теоретический анализ условий, влияющих на скорость роста теплового осесимметричного плюма, развивающегося вдалеке от точечного источника тепла. Основным результатом этой работы стала формула для расчета скорости удаления фронта тепловой волны  $W_B$ , в условиях известной мощности нагревателя  $Q$  и физических свойств рабочей жидкости:

$$W_B = k_b \left( \frac{g\beta Q}{\rho\nu C_p} \right)^{1/2}, \quad (1.2)$$

где  $k_b$  – некоторый ”бэтчелоровский” коэффициент пропорциональности,  $g$  – ускорение свободного падения,  $\beta$  – коэффициент теплового расширения,  $\rho$  – плотность жидкости,  $\nu$  – кинематическая вязкость и  $C_p$  – теплоемкость исследуемой среды.

Появление проверяемой теории породило волну экспериментальных работ [38; 47; 48], наиболее известной из которых оказалось исследование Элиши Мозес [39]. Вместе с соавторами они осуществили теневую визуализацию роста теплового плюма над электрическим нагревателем внутри квадратных и цилиндрических полостей заполненных различными жидкостями. В ходе работы было проведено не только измерение скорости роста, но и описание этапов развития, а также взаимодействия нескольких одиночных конвективных струй. Найденное значение ”бэтчелоровского” коэффициента оказалось равным  $k_b = (0.20 \pm 0.02)$ . Погрешность измерений, по сравнению с предыдущими попытками, была значительно ниже.

Несмотря на то, что большинство экспериментов убедительно показали общую справедливость предложенной формулы (например, равномерность роста или корневую зависимость от мощности), в деталях полученные результаты расходились [38; 48–50]. Прежде всего, разные исследования приводили к различным значениям неизвестного коэффициента пропорциональности  $k_b$ . Так, в установках с одинаковой рабочей жидкостью, но разного размера и формы боковых границ, значения могли отличаться в несколько раз [51]. С другой стороны, в одинаковых геометриях разные жидкости тоже вели себя по-разному. Тем самым, была продемонстрирована связь между коэффициентом  $k_b$  и геометрией задачи, а также граничными условиями и физическими параметрами исследуемой среды.

Успешную попытку обобщения имеющихся данных для разных жидкостей предприняла Гро Ворстер в 1985 году [52]. В своей диссертационной работе на получение степени доктора философии [53], она провела анализ течения от точечного источника тепла в приближении бесконечно большого числа Прандтля. Исходя из полученных результатов, ”бэтчелоровский” коэффициент  $k_b$  имеет сложную зависимость от вязкости и температуропроводности исследуемой среды:

$$k_b = k_w \cdot \left( \frac{\ln \varepsilon^{-2}}{2\pi} \right)^{1/2}, \quad (1.3)$$



где  $k_w$  – некоторая постоянная величина, а  $\varepsilon$  определяется из выражения:

$$\varepsilon^4 \ln(\varepsilon^{-2}) = Pr^{-1}. \quad (1.4)$$

Уравнение 1.4 не имеет аналитического решения в простых функциях, поэтому на рисунке представлена зависимость  $\varepsilon$  от числа Прандтля  $Pr$ , вычисленная по методу Ньютона.

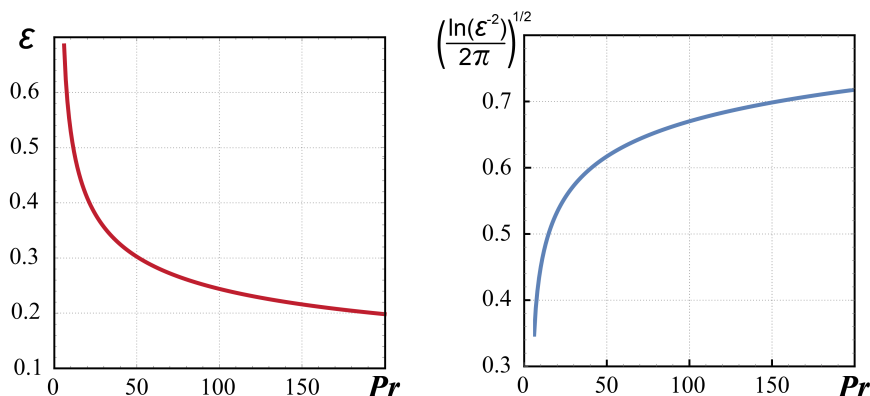


Рисунок 1.5 — Значения функции  $\varepsilon$  из уравнения 1.4 для различных чисел Прандтля  $Pr$ .

Значение функции  $\varepsilon$  растет по мере увеличения числа Прандтля. При значениях аргумента  $Pr < 6$  функция не имеет действительных значений. Отсюда вытекают границы применимости поправки, введенной Ворстер, – при малых Прандтлях она перестает работать. В сущности, даже для воды ( $Pr = 6.2 \pm 0.6$ ) справедливость формулы 1.3 может оказаться под вопросом.

Использование поправки позволило Эдуарду Камински и Клоду Жупару в 2003 году провести обобщение имеющихся результатов [40]. Экспериментируя с различными силиконовыми маслами, они дополнили формулу Бэтчелора 1.2 и измерили новый коэффициент пропорциональности  $k_w$ . Итоговая формула для вычисления скорости роста теплового плюма приняла следующий вид:

$$W_{kam} = k_w \cdot \left(\frac{\ln \varepsilon^{-2}}{2\pi}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{g\beta Q}{\rho\nu C_p}\right)^{1/2}, \quad (1.5)$$

где  $k_w = (0.57 \pm 0.02)$ .

Приведенная формула описывает развитие сформировавшегося плюма в однородной неограниченной изотермической среде. В практической ситуации, будь-то геологическая или техническая проблема, рабочая жидкость бывает сильно стратифицирована по плотности и вязкости. Кроме того, остались неясными роли геометрии лабораторной кюветы и тепловых условий на ее границах.

На каждый из эти вопросов попыталась дать ответ исследовательская группа из Франции [41; 42; 51]. В качестве рабочей жидкости они использовали насыщенные сахарные растворы. Их физические свойства весьма чувствительны к температуре. Таким способом экспериментаторы приближали лабораторные условия к тем, в которых развиваются мантийные плюмы. В результате было показано, что температурная зависимость свойств жидкости приводит к ускоренному развитию. Поэтому, в подобной ситуации, скорость не может быть рассчитана на основании уравнения 1.5.

Кроме того, оказалось что удаленность боковых границы, а точнее величина аспектного соотношения, значительным образом сказывается на скорости развития плюма. Высота слоя, если она достаточна для формирования конвективной струи, особой роли не играет. Каких-либо поправок или теории, применимых для учета влияния границ, предложено не было. Задача осталась нерешенной.

Тем временем, влияние границ на скорость развития конвекции может оказаться крайне важным при конструировании различных химических аппаратов, где источником тепла может служить сама реагирующая смесь [54]. В химических системах, помимо тепловой, наблюдается развитие концентрационной конвекции. Форма взаимодействия двух этих процессов может оказать значительное влияние на кинетику реакции [55].

#### 1.4 Нетепловые и неосесимметричные плюмы

Вообще говоря, плюмы появляются не только в результате теплового воздействия, но, в наиболее общем смысле, как следствие развития неустойчивости Рэля-Тейлора (рис. 1.6). Так, грибообразное течение возникает при впрыскивании менее вязкой жидкости в более вязкую [56; 57], или на границе раздела реагирующих жидкостей [58].

В случае аварии на недоступном для прямого наблюдения участке трубопровода, помимо прогнозирования распространения загрязнения, возникает необходимость удаленного определения положения поврежденного сегмента. Автоматизация поиска утечки требует проведения оценок возможного распределения концентрации высвобождающегося вещества [60—62].



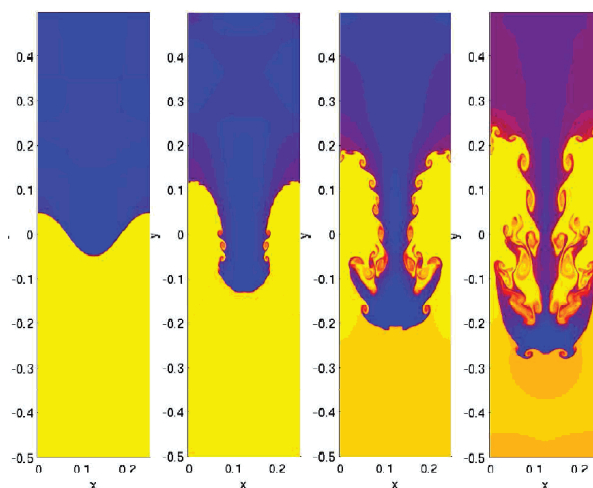


Рисунок 1.6 — Развитие неустойчивости Рэля-Тейлора. Тяжелая жидкость (синяя) проваливается сквозь легкую (желтую). В результате образуется грибообразная структура – плюм. Иллюстрация взята из [59].

Уменьшение толщины рабочего слоя гарантированно увеличивает гидродинамическое сопротивление потоку, а значит уменьшает темп развития конвективного факела. По этой причине поведение плюма, например, в ячейке Хеле-Шоу должно кардинально отличаться от такового в осесимметричном случае. Среди работ, посвященных процессу развития теплового факела в узком вертикальном слое стоит отметить статью Кристин Эккерт [58], в которой рассматривается экзотермическая реакция в ячейке Хеле-Шоу. Как показали наблюдения, в результате взаимодействия двух жидкостей на границе раздела формируются зеркальные плюмы: сверху тепловые, а снизу – концентрационные. Их появление вызвано образованием продукта. Формирование плюмов обеспечивает постоянный приток реагентов в область протекания химической реакции. Очевидно, что сужение полости реактора приведет к уменьшению скорости реакции. Одновременно, ввиду ослабления интенсивности тепло- и массообмена, уменьшится скорость роста тепловой струи. Несмотря на всю важность учета толщины слоя, обзор доступной литературы дает весьма скромное представление о проблеме.

Решение задачи о поведении плюмов в узких слоях опытным путем заметно осложнено по нескольким причинам. Довольно часто локализованный подогрев создается выделением тепла на электрическом нагревателе [42; 63]. Инертности проводника по отношению к изменению температуры негативно сказывается на тех процессах, которые протекают быстрее прогрева источника. Кроме того, доступные методы визуализации температурных полей не позволяют с достаточной

точностью исследовать распределение температуры внутри слоя. Применение интерферометров и теневых приборов, за исключением сложных и дорогостоящих томографических установок [64; 65], позволяет наблюдать лишь усредненную картину [66; 67].

Наличие твердых границ усложняет анализ. Поэтому в случае узкого слоя наиболее распространенным теоретическим инструментом исследования остается численное моделирование.

Благодаря быстрому увеличению мощности вычислительных машин, моделирование различных физических и технологических процессов успешно выполняется в системах автоматизированного инженерного расчета (CAE). Спектр решаемых задач включает в себя пространственное моделирование механики сплошных сред, расчет прочности и динамики твердых тел, исследование электромагнитных явлений и т.д. При этом во многих работах проводится сравнение результатов, получаемых в ходе численного расчета, с экспериментальными, либо с результатами других моделей. Это подтверждает надежность используемых CAE-систем. Ввиду высокой эффективности работы пакетов численного моделирования, в настоящем исследовании применяются широко распространенные пакеты вычислительной гидродинамики Ansys CFX, Ansys Fluent и Comsol Multiphysics.

Знания о процессах развития оказываются полезными еще с одной стороны – установление крупномасштабного конвективного потока часто проходит через этап возникновения множества отдельных плюмов. От способа их объединения, в конечном итоге, зависят общая структура течения и теплофизические характеристики системы, такие как коэффициент теплоотдачи или число Нуссельта. Так, в работе [68], периодическое возникновение и дальнейшее объединение тепловых плюмов рассматривается в качестве ”маховика раскручивающего турбулентное течение в задаче Рэлея-Бенара (рис. 1.7).

## **1.5 Установившееся течение то локализованного источника тепла**

Конечно, установившееся течение, как ламинарное, так и турбулентное, в замкнутых полостях при локализованном подогреве интересно и само по себе. Оно возникает в бесчисленном множестве природных и технических процессов.

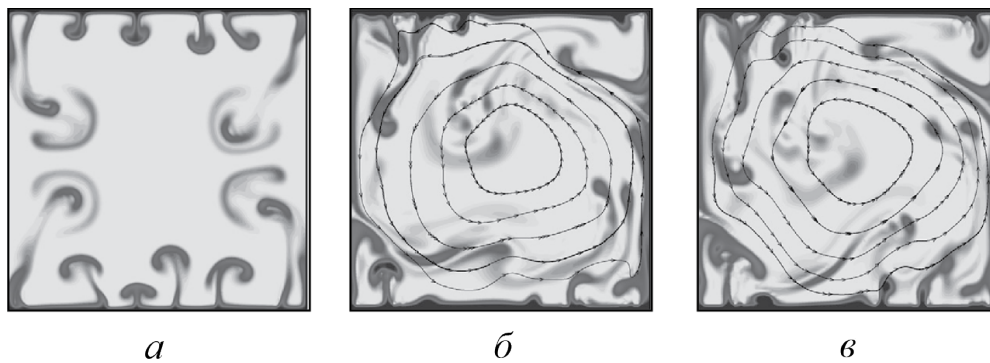


Рисунок 1.7 — Развитие конвекции Рэлея-Бенара. Возникающие на границах тепловые плюмы а) развиваются и б) объединяются, что приводит к организации крупномасштабного течения в). Иллюстрация из книги [68].

Например, в исследованиях Геннадия Павловича Богатырева [20; 69], локализованный нагрев цилиндрической полости использовался для моделирования условий образования циклонических вихрей. В лабораторных условиях им наблюдался процесс генерации спиральности, вызванный взаимодействием потоков различных масштабов. Развитием этой темы послужило детальное изучение вторичных структур конвективного течения, в стационарном случае [70], а также при вращении [71].

Теоретическое описание эволюции вторичных конвективных движений было проведено Борисом Леонидовичем Смородиным [69; 72]. Им была получена зависимость коэффициентов амплитудного уравнения от интенсивности вращения и числа Прандтля в условиях однородного и неравномерного нагрева.

Влияние числа Прандтля, а также размеров нагревателя и его расположения в треугольной полости, были рассмотрены в [73; 74]. На основании численного расчета были сделаны выводы, что с увеличением размеров нагревателя порог устойчивости механического равновесия и число Нуссельта повышаются. Полученные результаты нашли применение в инженерной области, в частности, при проектировании крыш [75—77].

Иногда локализация нагрева используется с целью управления течением. В работе [78], показано что в замкнутой прямоугольной полости при частичном подогреве снизу положение развитого конвективного факела зависит от условий на боковых границах. В случае когда одна граница находится при постоянной температуре, а вторая теплоизолирована, факел отклоняется в сторону теплоизолированной стенки.

Внутри страны проблема контроля теплоотдачи компактных источников подробно изучается в Томске. Она затрагивает области интересов Михаила Александровича Шермета [79—83]. Например, в статье [84] способ управления конвективным течением, похожий на предложенный в [78], использовался для обоснования принципиальной возможности контроля теплоотдачи компонентов электронных устройств.

## 1.6 Влияние формы нагревателя

Сегодня невозможно представить себе мир без электроники, поэтому проблема отведения тепла от компактных объектов становится одной из наиболее разрабатываемых задач современной теплофизики. Традиционно для этой цели используются два конструктивных приема – увеличение площади рассеяния тепла, за счет установки радиатора, и вынужденная конвекция. В ряде ситуаций, когда невозможно установить массивный теплообменник, инженерам приходится проявлять гораздо большую изобретательность. В частности, увеличить или уменьшить эффективную площадь рассеяния тепла можно изменив форму охлаждаемого компонента. Кроме того, форма теплообменника влияет на поверхностное распределение температуры, а значит и на локальные характеристики теплоотдачи и риски перегрева [85—87].

Углы плоской горизонтальной нагретой фигуры, за счет естественной конвекции, могут создавать особые гидродинамические условия, приводящие к формированию локализованных областей перегрева [88]. В работе [89] было показано, что течение над поверхностью круглого нагревателя имеет принципиально другую структуру, по сравнению с квадратным или треугольным. В случае круглого нагревателя натекающий поток имеет радиальное направление, а в центре организуется вертикальная струя, являющаяся стволом конвективного факела. Наличие углов у фигуры приводит к появлению выделенных направления для течения жидкости. Натекающие потоки движутся перпендикулярно кромке, и, сливаясь, способны организовать трехмерные конвективные структуры. В этом случае наибольшее значение модуля скорости вблизи поверхностью нагревателя наблюдается на биссектрисах.

Попытку теоретического описания установившегося течения вблизи поверхности нагретых горизонтальных пластин различной формы и размера предпринял Витольд Левандовский [90—93]. В его исследованиях рассматривался набор из треугольного, квадратного, шестиугольного и круглого нагревателей. Для описания возникающего конвективного потока было предложено две теоретических модели. Предсказания одной из них находились в хорошем соответствии с результатами натурального эксперимента [94].

Другие эксперименты показали [89], что влияние углов нагревателя на коэффициент теплоотдачи пренебрежимо мало и сказывается, в основном, на распределении температуры на поверхности исследуемой детали. Правда, все обсуждаемые исследователи использовали в качестве объекта установившееся течение. Процесс его установления выходил за рамки рассмотрения. Результаты существующих работ не раскрывают в полной мере особенностей механизма формирования конвективной струи. До сих пор остается неясной зависимость этого процесса от формы источника тепла.

## 1.7 Конвективные датчики

В то же время, принципиально другое применение конвекции от локального источника тепла, но уже в узких слоях, нашли Игорь Аркадьевич Бабушкин и Виталий Анатольевич Демин. Расширив идею измерения микрогравитации [95] на случай внешнего инерционного воздействия, они предложили модель двухкомпонентного конвективного акселерометра [96—98]. Устройство представляет собой ячейку Хеле-Шоу, в основание которой вмонтирован компактный источник тепла. В результате в определенном диапазоне параметров установившееся течение представляет собой плоскую двухваликовую структуру с тонким конвективным факелом в центре слоя. Температурные измерения позволяют провести оценку отклонения теплового факела в результате удара или постоянного ускорения (действия центробежной силы или, что, по сути, то же самое, изменения угла наклона к горизонту).

Использование конвекции для измерения углов и ускорений достаточно обширная тема для обзора. Впервые эта идея была высказана еще в 1952 году сотрудником американской компании "Sperry Corporation-[99]. Кампания

специализировалась на производстве электронных приборов. Для генерации течения использовался нагреватель, выполненный в виде нихромовой проволоки. Проволока растягивалась вдоль медиан правильного треугольника. Измерение направления потока происходило на основании изменения сопротивлений резисторов, размещенных в потоке. Занимательно, что похожая система была предложена изобретателем телевидения, Владимиром Козьмичем Зворыкиным, получившим не нее патент еще в 1948 году [100]. Чувствительность получившегося устройства находилась на уровне существующих механических аналогов, а большое энергопотребление и сложность интерпретации результатов измерения не позволили прибору дойти до потребителя. Использование в качестве рабочего тела газа в аналогичном приборе компании "Remec Inc.-[101] привело к увеличению чувствительности, а также актуальной миниатюризации устройства.

В настоящее время, активной разработкой и производством конвективных акселерометров занимается компания "Memsic Inc.". Производимые ими датчики ускорений [102] используют в качестве теплочувствительных элементов дифференциальные термодпары. Спаи устанавливаются в кубические полости размерами порядка 1 мм. В качестве рабочей среды выступает разряженный газ. Такие приборы устанавливаются, например, в топливные баки автомобилей компаний "General Motors" и "Hundai-[103].

Недостаток конструкций конвективных акселерометров заключается в трудности интерпретации показаний температурных датчиков. В результате подогрева кубической полости снизу, в зависимости от величины управляющих параметров, возможна организация сложного трехмерного течения. Кроме того, измерения способны проводится в относительно небольшом диапазоне углов, при которых конвективное течение остается предсказуемым. Невозможной ситуацией для такого рода приборов оказывается переворот датчика. В этой ситуации нагрев начинает происходить на верхней, по отношению к результирующему ускорению, а не на нижней грани рабочей полости. Конвекция прекращается. Этим же обусловлен предел чувствительности – при превышении определенного значения внешней силы, конвективный факел наклонится на одну из стенок полости и дальнейшие показания температурных датчиков оказываются неоднозначными. Последним крупным недостатком обычно считают большое время отклика гидродинамической системы на изменение величины и направления измеряемого ускорения. Запаздывание показаний напрямую зависит от масштабов



и скорости течения, а также диссипативных свойств рабочей среды. Именно по этой причине, в качестве жидкости обычно выбираются газы.

Альтернативой конвективным выступают микромеханические (MEMS) акселерометры (рис. 1.8). Их принцип действия основан на изменении электрической емкости микроскопических конденсаторов при смещении некоторой массивной детали. Эта деталь выполняет функцию одной из обкладок [104].

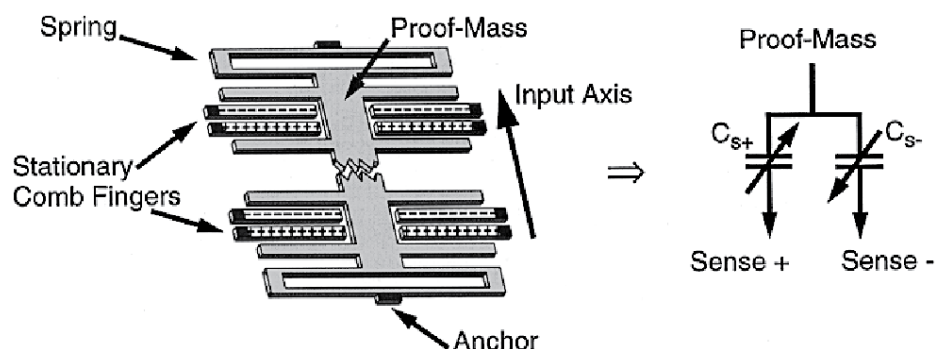


Рисунок 1.8 — Схематическое представление устройства микромеханического акселерометра. Рисунок из статьи [104].

Обладая высокой скоростью опроса и хорошей линейностью сигналов, микромеханические датчики получили наиболее широкое распространение и используются в большинстве современных бытовых устройств. Сегодня трудно себе представить ноутбук или мобильный телефон, в котором не реализована функция акселерометра. Она предоставляет широкие возможности навигации, управления, а также обеспечивает сохранность аппаратуры.

Там где наблюдается высокая зашумленность, например ввиду вибраций, или слишком слабые и плавные смещения, микромеханические акселерометры оказываются неприменимы. Поэтому именно в областях машиностроения и геологии конвективные датчики нашли наилучшее применение [105—107]. В геофизических исследованиях акселерометры выполняют функцию сейсмографов.

## 1.8 Космическая промышленность

Широкий диапазон рабочих частот и высокая чувствительность, позволили использовать конвективные датчики для измерения малых ускорений на космических аппаратах [108]. История вопроса насчитывает чуть больше тридцати лет [109]. На заре космической эры инженеры считали, что на борту космической

станции или спутника возникает состояние невесомости. В ходе эксплуатации выяснилось, что слабое торможение о разреженную атмосферу, а также вращение и вибрации аппаратов, приводят к возникновению небольших по величине инерционных сил. Эти силы вызывают меняющиеся по модулю и направлению ускорения величиной  $(10^{-5} \pm 10^{-3}g)$ . Совокупность таких ускорений получила название микрогравитация.

Влияние микроускорений, в большинстве ситуаций, пренебрежимо мало. Однако наличие, пусть и очень слабой, внешней силы и ее полное отсутствие оказываются заметно различимы в конвективных течениях которые сопровождают процессы кристаллизации [95; 110—113].

Во второй половине двадцатого века, выращивание высококачественных органических кристаллов казалось одной из наиболее близких практических перспектив использования орбитальных станций [114; 115]. Предполагалось создание целого орбитального промышленного цеха, который позволил бы полупроводниковой и фармакологической промышленности получать невозможные в земных условиях практически идеальные монокристаллы [116]. Их использование в качестве компонентов способно значительно увеличить мощность полупроводниковых лазеров или создать более быстрые и надежные процессоры [117—119]. Кристаллизация белков в условиях близких к невесомости поможет ускорить и даже удешевить процесс поиска новых, более эффективных лекарств [120—122].

Слабая конвекция, появлявшаяся в условиях орбитальных станций, снижала качество производимых кристаллов и нивелировала экономическую выгоду их производства. Это послужило одной из основных причин измерения, учета и подавления остаточных микроускорений на бортах космических аппаратов.

В начале 90-х годов ведущими специалистами в области механики было предложено использование конвективных датчиков для обнаружения, измерения и управления микроускорениями. За выполнение необходимых НИОКР взялись одновременно несколько международных научных коллективов из США, Франции, Японии и России [123].

В нашей стране результаты работы вылились в ряд космических экспериментов с научной аппаратурой "Дакон" (ДАтчик КОНвекции), направленных на исследование тепловой конвекции в условиях микрогравитации, а также регистрации и измерение конвективного теплообмена, вызванного воздействием квазистатических и низкочастотных микрогравитационных возмущений



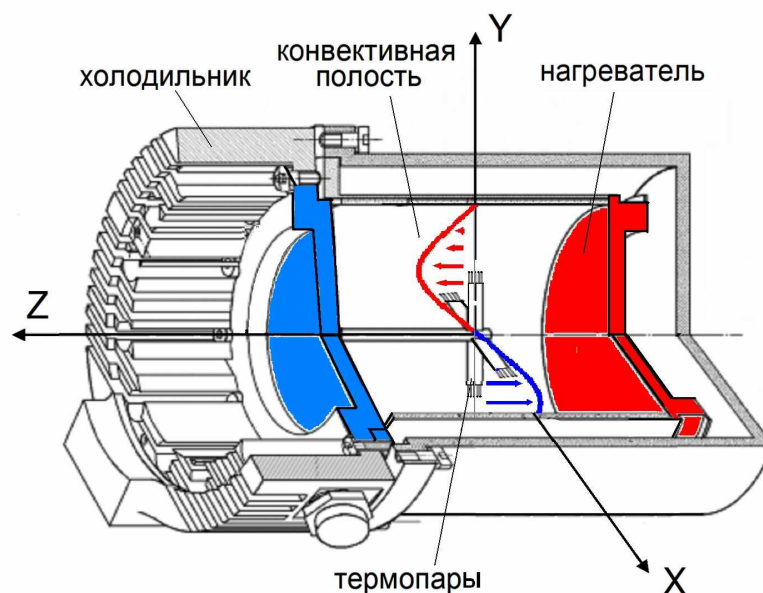


Рисунок 1.9 — Измерительная камера датчика микроускорений "Дакон-М".

на борту космических аппаратов. Первые эксперименты с научной аппаратурой "Дакон" были проведены на орбитальной космической станции "Мир" под руководством Путина Геннадия Федоровича [124]. После ее затопления исследования были продолжены на Международной Космической Станции (МКС) [125; 126]. Эксперименты с научной аппаратурой «Дакон-М» показали, что микроускорения на МКС, способны возбуждать в неоднородно нагретой газовой и жидкой средах конвективные течения. Была наглядно продемонстрирована перспективность дальнейшего развития идеи конвективного датчика микроускорений как низкочастотного акселерометра [127; 128]. Поэтому модернизированный вариант датчика "Дакон-М" был рекомендован советом по космосу для мониторинга влияния остаточных микроускорений и факторов жизнедеятельности на МКС.

## 1.9 Заключение первой главы

Несмотря на глубокую разработанность и широту охвата задач о конвективных течениях, возникающих в результате действия локализованного нагревателя, на сегодняшний день существует ряд областей, получивших недостаточное освещение в специализированной литературе. К таким проблемам можно отнести отсутствие информации о влиянии размеров и формы нагревателя на процесс

организации конвективного течения. Остается недосказанность в вопросах влияния границ рабочей полости на скорость роста теплового плюма. Не определена связь между соотношением размеров нагревателя и кюветы и устойчивостью возможных конвективных течений. Остаются неизученными гидродинамические структуры, сопровождающие конвекцию от локализованного источника тепла в узких слоях. Наконец, обсуждению подлежат перспектива использования конвективных акселерометров, способы повышения их чувствительности и оценка пределов применимости.

Решению этих, и некоторых других, задач посвящена представленная диссертационная работа.

## Глава 2. Формирование конвективного течения над локализованными источниками тепла

### 2.1 Введение

Как обсуждалось ранее в обзоре литературы, в области тепловой конвекции от локализованного источника чаще других рассматриваются установившееся течение в замкнутых полостях [73; 78; 129—134], а так же динамика конвективных струй, или плюмов, в зависимости от условий подогрева [38; 40; 42; 46; 63]. При этом, как правило, из рассмотрения упускается начальный этап развития конвективного течения, который может играть важную роль в тех случаях, когда процессы, вызванные теплообменом, протекают быстрее образования установившегося течения.

Известно, что при определенных условиях, в момент возникновения течения, наблюдается разделение конвективной струи [67; 135]. Так, например, в работах [35; 136; 137] разделение наблюдается на этапе формирования переходного или турбулентного плюмов. При достаточно сильном подогреве жидкости локализованным источником тепла, конвективный факел теряет устойчивость ввиду образования периодических вихревых структур – ”порывов”(англ. ”puffs”). Формирование ”порывов”происходит в результате развития неустойчивости Рэлея-Тейлора, которую претерпевает натекающий поток жидкости вблизи поверхности нагревателя. В итоге рост теплового плюма происходит как-бы толчками [136]. Более того, согласно [138], существует связь между частотой колебаний конвективного факела и процессом образования конвективных валов на границе нагревателя.

Очевидно, что на процесс развития неустойчивости натекающего потока должны оказывать значительное влияние температура и форма нагревателя, а также геометрия рабочей полости. Тем не менее, результаты известных работ не раскрывают в полной мере особенностей механизма формирования конвективной струи. До сих пор остается неясной зависимость этого процесса от формы источника тепла.

Во второй главе описываются и сравниваются результаты натурального и численного экспериментов, направленных на изучение процесса формирования и

развития теплового пограничного слоя, на этапе возникновения конвективного течения. В ходе вариации интенсивности нагрева, размера и формы нагревателя была определена граница существования двух сценариев развития конвективного течения. В первом случае, равномерный прогрев жидкости над поверхностью нагревателя приводит к образованию одиночного теплового плюма. Во втором, вблизи краев нагревателя наблюдается неустойчивость пограничного слоя, развитие которой приводит к раздвоению конвективной струи. Режимы сменяют друг друга по достижении критического значения параметра Рэлея.

Результаты, описанные в главе, опубликованы в работах [135].

## 2.2 Экспериментальное исследование

### 2.2.1 Описание лабораторной установки и методика проведения эксперимента

Лабораторная установка, предназначенная для визуализации структуры течения, представлена на рисунке 2.1.

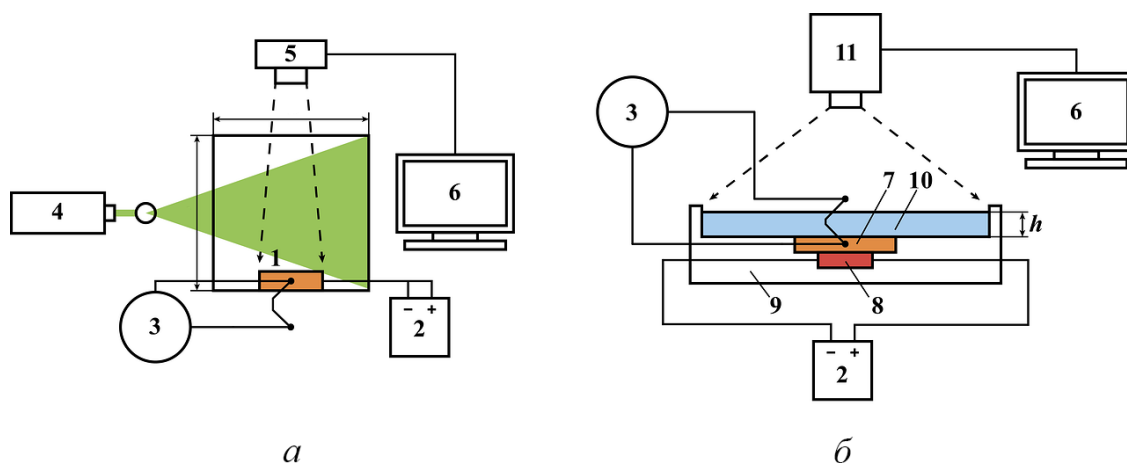


Рисунок 2.1 — Схемы лабораторных установок для визуализации течения (а) и поля температуры (б). Цифрами а рисунке обозначены следующие элементы: 1 – нагреватель, 2 – источник постоянного тока, 3 – микровольтметр, 4 – источник лазерного излучения, 5 – камера, 6 – компьютер, 7 – медный теплообменник, 8 – резистор, 9 – теплоизолирующая текстолитовая подложка, 10 – слой исследуемой жидкости, 11 – инфракрасная камера.

Рабочая полость имеет форму куба со стороной  $a = 200$  мм, ограниченного стенками из оптического стекла. Кювета заполняется дистиллированной водой комнатной температуры  $T_0$ . Верхняя граница остается открытой.

На дно полости помещается нагревательное устройство, схематично показанное в разрезе на рисунке 2.1(б). Теплообменник нагревателя, с поверхности которого тепло поступает в жидкость, выполнен из медной пластины (теплопроводность меди  $\lambda_{Cu} = 400$  Вт/(м·К)). В работе используются теплообменники трех различных форм: круглой, квадратной и треугольной. Размеры фигур выбраны таким образом, чтобы описанная около них окружность имела одинаковый радиус  $r = 5.5$  мм. Помимо этого, для выявления влияния размеров нагревателя, использовался дополнительный круглый теплообменник радиусом  $r_2 = 10.0$  мм. Медная пластина вмонтирована в текстолитовую плиту с теплопроводностью  $\lambda_{Tek} = 0.244$  Вт/(м·К), при этом наружная поверхность нагревателя совмещена с поверхностью плиты.

Интенсивность нагрева регулируется постоянным током, проходящим через резистор сопротивлением 100 Ом, прикрепленным непосредственно к нижней стенке теплообменника. Температура нагревателя контролируется при помощи дифференциальной термопары, измерительный спай которой размещается между медной пластиной теплообменника и резистором, а контрольный спай термостатирован при комнатной температуре  $T_0$ . Период опроса термопары составил 100 мс.

Постоянство температуры горячего теплообменника обеспечивается пропорционально-интегрально-дифференцирующим (ПИД) регулятором. Экспериментальные кривые, показывающие типичное изменение температуры нагревателей со временем для различных значений уставки (желаемого постоянного значения температуры нагревателя), приведены на рисунке 2.2. В ходе проведения экспериментов превышение температуры нагревателя над комнатной изменялось в интервале  $\Delta T = (1 \div 60)$  К.

В качестве безразмерного критерия подобия, характеризующего интенсивность и условия нагрева, в задаче используется число Рэлея  $Ra$ ,

$$Ra = \frac{g\beta\Delta T r^3}{\nu\chi} \quad (2.1)$$

определенное по радиусу нагревателя  $r$ . Остальные обозначения в формуле имеют следующий смысл:  $g$  – ускорение свободного падения,  $\beta$  – коэффициент

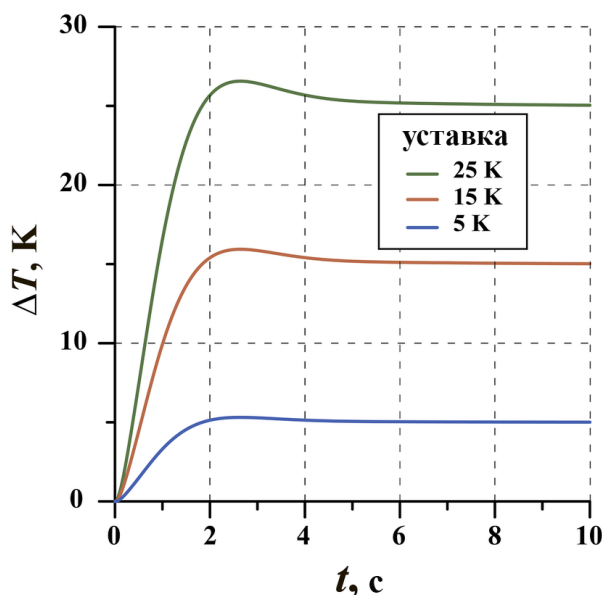


Рисунок 2.2 — Прогрев нагревателя для трех различных установочных температур.

теплового расширения жидкости,  $\Delta T$  – превышение температуры нагревателя над комнатной температурой,  $\nu$  – кинематическая вязкость жидкости,  $\chi$  – температуропроводность.

Для визуализации течения в исследуемую жидкость добавляется растворенный в воде флуоресцентный краситель родамин. Благодаря интенсивному поглощению в видимой части спектра, наблюдать флуоресценцию родамина в выбранном сечении потока можно при помощи лазерного ножа. В ходе исследования движения жидкости разбавленный краситель при помощи шприца наносится на поверхность нагревателя. Для того, чтобы удержать родамин на поверхности, плотность водного раствора увеличивается за счет добавления в него 2% (масс.) глицерина. При включении подогрева конвективный поток увлекает за собой краситель. Для записи картины течения используется фотоаппарат с частотой съемки 3 Гц, сфокусированный на плоскость лазерного ножа. Подсветка осуществляется зеленым лазером с длиной волны 532 нм в плоскости перпендикулярной поверхности нагревателя. Описанный метод позволяет наблюдать структуру течения, изображенную на рисунке 2.3.

Перед внесением красителя вода в полости выдерживается 12 часов, что обеспечивает равномерное распределение температуры в объеме жидкости (характерное время затухания температурных возмущений  $\tau_\chi = (a/2)^2/\chi \sim 10$  часов). После нанесения родамина на поверхность теплообменника съемка начинается по прошествии одного часа ( $\tau_\nu = (a/2)^2/\nu \sim 1$  часа).

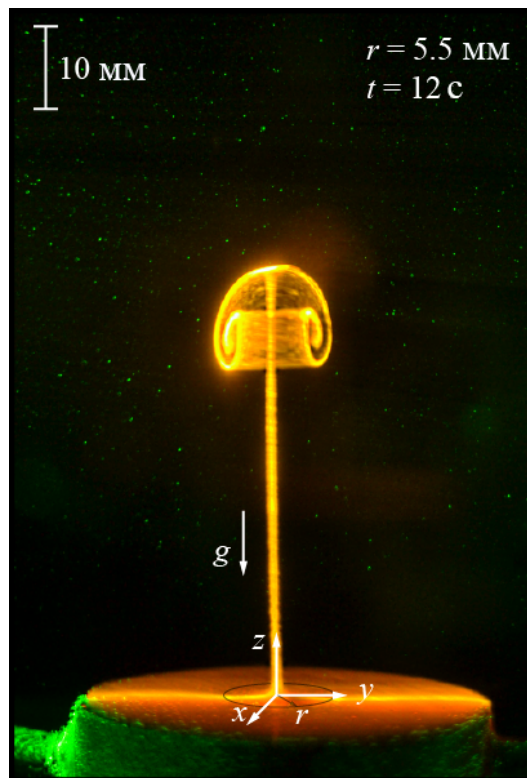


Рисунок 2.3 — Пример картины, наблюдаемой при помощи родамина.

Для изучения распределения температуры в плоскости, параллельной плоскости нагревателя, используется инфракрасная камера (рисунок 2.1(б)). В этом случае, в качестве рабочей среды используются растворы глицерина известной массовой концентрации. Это позволяет варьировать число Прандтля в диапазоне значений  $Pr = 6 \div 9 \cdot 10^3$ . Ввиду непрозрачности жидких сред для длинных волн, а следовательно, невозможности регистрации поля температуры в объеме, высота слоя исследуемой жидкости в теплофизических измерениях оставалась небольшой ( $h \sim r$ ), при этом тепловизор фокусировался на свободную поверхность жидкости.

### 2.2.2 Развитие конвективного факела в результате действия круглого нагревателя

При подогреве жидкости снизу вблизи поверхности нагревателя формируется температурный пограничный слой с неустойчивой стратификацией плотности. По мере удаления от теплообменника температура жидкости уменьшается,



поэтому сверху пограничного слоя оказывается более плотная жидкость по сравнению с той, которая остается вблизи дна. В том случае, если сила Архимеда, действующая на более теплую жидкость, превзойдет силу вязкого трения окружающей среды, возникнет конвективное течение, конкретная структура которого будет зависеть от физических свойств жидкости, интенсивности подогрева и формы нагревателя.

Рассмотрим эволюцию конвективного факела, организованного нагревателем, имеющим форму круга. Ранее описанная методика визуализации позволяет исследовать вертикальный срез теплового плюма в плоскости лазерного ножа. Серия изображений этого среза в последовательные моменты времени для различных мощностей нагревателя приведена на рисунке 2.4.

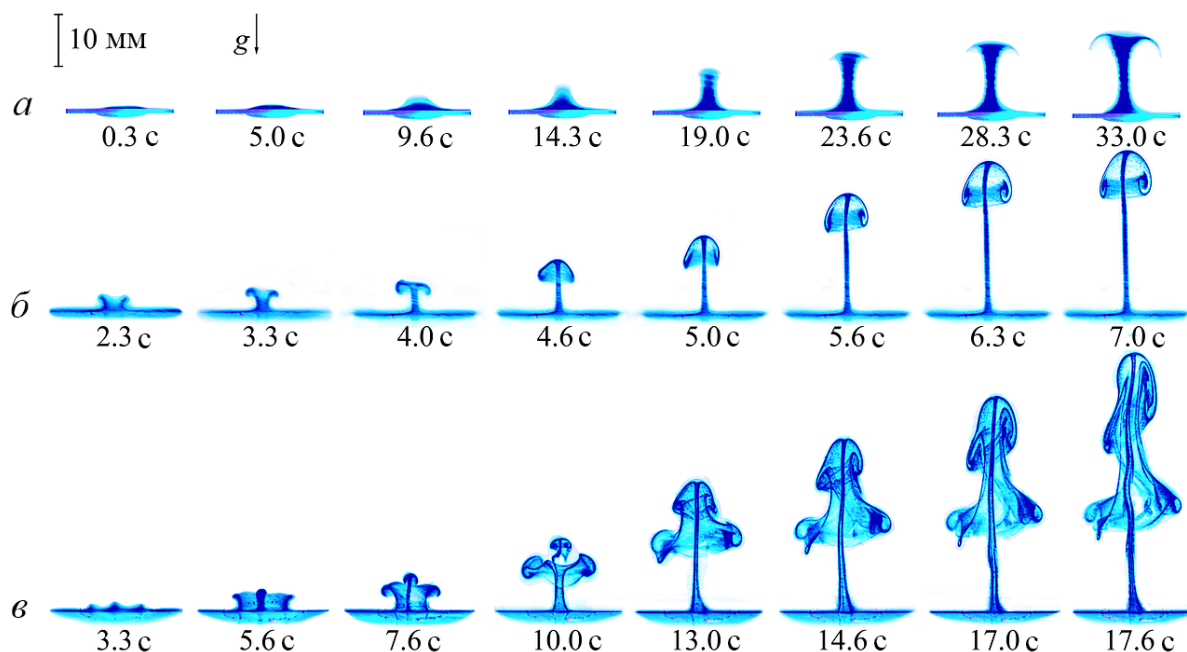


Рисунок 2.4 — Визуализация течения родамином в воде ( $Pr = 7$ ) для следующих температур и размеров круглого теплообменника: а)  $\Delta T = 2$  К,  $r_1 = 5.5$  мм,  $Ra = 6.0 \cdot 10^3$ , б)  $\Delta T = 15$  К,  $r_1 = 5.5$  мм,  $Ra = 4.5 \cdot 10^4$ , в)  $\Delta T = 35$  К,  $r_2 = 10.0$  мм,  $Ra = 6.3 \cdot 10^5$ .

В зависимости от условий, можно различить несколько способов организации конвективного течения. При слабом подогреве небольшого нагревателя (превышение температуры нагревателя над комнатной  $\Delta T = 2$  К на нагревателе радиусом  $r_1 = 5.5$  мм, число Рэлея  $Ra = 6.0 \cdot 10^3$ ), жидкость, натекающая на горячую поверхность с кромки круга, постепенно прогревается, и, достигая центра, поднимается вверх, образуя единственную конвективную струю (рисунок 2.4 (а), схематично на рисунке 2.5(а)).



При увеличении интенсивности нагрева (на рисунке 2.4 (б) показан плюм, наблюдаемый при  $\Delta T = 15$  К и  $r = 5.5$  мм,  $Ra = 4.5 \cdot 10^4$ ) возле границы нагревателя организуется концентричный с теплообменником конвективный вал, имеющий форму тора. Вал увлекает горячую жидкость, не позволяя ей достичь центра окружности. Холодная жидкость, находящаяся непосредственно над поверхностью нагревателя, тонет, а тепловой слой – разделяется. Схема течения приведена на рисунке 2.5(б).

По мере роста теплового плюма разделение ослабевает, а по достижении определенного размера пропадает вовсе. Судя по всему, это связано с понижением давления в областях наиболее интенсивного течения жидкости, которое приводит к сближению, а затем и к объединению конвективных валов.

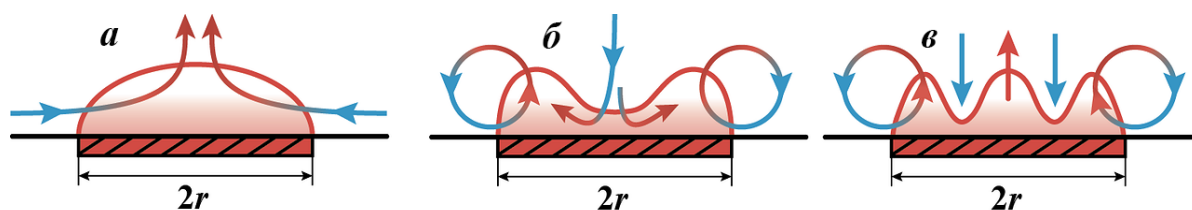


Рисунок 2.5 — Схематичное изображение структуры температурного поля и течения для различных сценариев развития: а) одиночный плюм; б) и в) – разделенный плюм.

Увеличение размеров нагревателя и интенсивности нагрева (на иллюстрации это  $\Delta T = 35$  К для радиуса нагревателя  $r_2 = 10.0$  мм и  $Ra = 6.3 \cdot 10^5$ ) приводит к возникновению структуры изображенной на рисунке 2.4 (в). В этом случае, помимо основного конвективного вала, вблизи центра теплообменника появляется отдельный термик (рисунок 2.5(в)). Всплывая, он увлекает за собой периферийное течение, объединяя тепловые плюмы. Дальнейшее развитие гидродинамической системы происходит так же, как в ранее описанных ситуациях.

Стоит отметить, что если толщина слоя жидкости над нагревателем окажется меньше высоты, необходимой для объединения валов, то каждый из плюмов продолжит свое существование отдельно. В результате образуется конвективная ячейка, наподобие тех, которые возникают в конвекции Рэлея-Бенара.

То, что объединение плюмов занимает некоторое время и происходит на определенной высоте, можно использовать для изучения условий, в которых реализуются различные сценарии организации течения. Тестовые эксперименты показали, что на начальном этапе развития плюма высота рабочей полости, если она значительно превосходит размеры источника тепла, играет несущественную

роль. Однако, в этом случае, измерять распределения температуры вблизи нагревателя придется внутри рабочего слоя. Существующие методы достаточно сложны и, как правило, имеют низкое пространственное разрешение. Поэтому в эксперименте измерение распределения температуры на свободной поверхности жидкости производится при помощи тепловизора.

На рисунке 2.6 показаны поля, диаметральные профили и радиальные производные температуры круглого теплообменника радиусом  $r = 5.5$  мм для трех режимов, наблюдаемых в 10%-м водном растворе глицерина  $Pr = 8$ . Для удобства представления результатов профили нормируются на максимальное значение температуры жидкости.

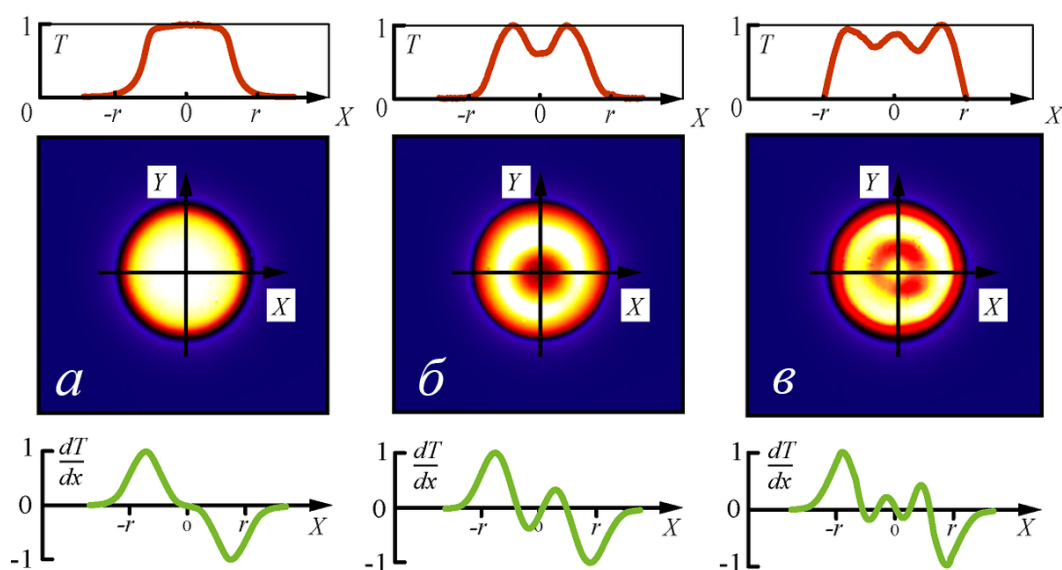


Рисунок 2.6 — Поля и профили температуры для разных сценариев развития конвективного факела. Рабочая среда – 10%-й раствор глицерина ( $Pr = 8$ ). Размер нагревателя  $r_1 = 5.5$  мм. Высота рабочего слоя  $h = 3$  мм. Значения температуры нагревателя и соответствующие им числа Рэлея: а)  $\Delta T = 1$  К,  $Ra = 6.0 \cdot 10^3$ , б)  $\Delta T = 25$  К,  $Ra = 1.5 \cdot 10^5$ , в)  $\Delta T = 35$  К,  $Ra = 6.3 \cdot 10^5$  (для нагревателя с радиусом  $r_2 = 10$  мм).

В первом случае (рисунок 2.6(а)) натекающая жидкость постепенно прогревается, двигаясь от краев нагревателя к его центру. Сложившийся профиль температуры вдоль диаметра представляет собой купол, имеющий широкое плато

непосредственно над поверхностью нагревателя, увенчанное глобальным максимумом. Таким образом, абсолютная величина радиального градиента температуры ( $dT/dx$ ) над поверхностью нагревателя будет иметь единственный нуль в начале координат.

В случае раздвоенного плюма (рисунок 2.6(б)) нагретая жидкость возле границы нагревателя образует конвективный вал. Изолинии температуры представляют собой концентрические окружности, а профиль температуры имеет два локальных максимума. Радиальный градиент температуры – три корня. Температурное поле последнего режима (рисунок 2.6(в)) содержит нагретую область, заключенную внутри внешнего теплового кольца. Профиль температуры имеет три локальных максимума и пять нулей производной.

Результатом работы с различными водными растворами глицерина является карта областей осуществления сценариев развития течения с одиночным и двойным конвективным факелом (рисунок 2.7). Теплофизические свойства жидкости изменялись концентрацией глицерина в водном растворе. Для каждой концентрации находилось соответствующее критическое значение температуры нагревателя, превышение которой влекло за собой разделение пограничного слоя.

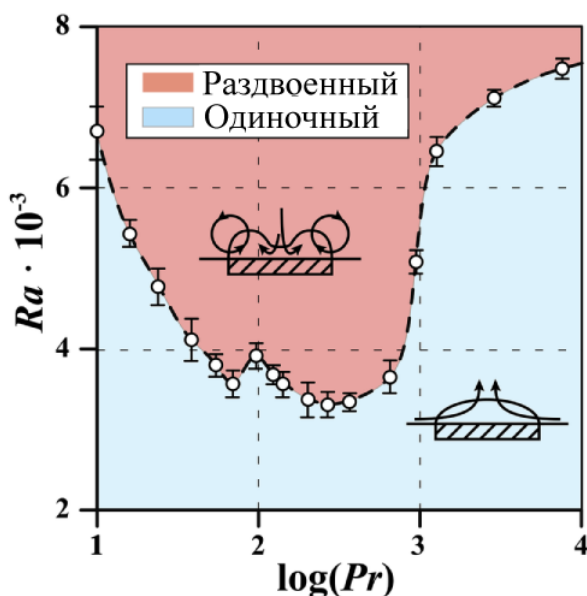


Рисунок 2.7 — Карта режимов для круглого нагревателя радиусом  $r = 5.5$  мм в плоскости чисел Рэля  $Ra$  и десятичного логарифма чисел Прандтля  $\log(Pr)$ . Толщина слоя рабочей жидкости  $h = 3$  мм. Синим цветом обозначена область существования одиночного, а красным – двойного плюма.

Граница между сценариями определялась путем проведения наблюдений за поведением профилей радиальных производных температуры, которые сменяют друг друга при определенном значении числа Рэлея  $Ra$ . Каждая точка на рисунке является результатом осреднения не менее пяти измерений. Область выше пунктирной линии соответствует организации двойного плюма. Область ниже пунктирной линии — одиночного. Полученная кривая имеет минимум в диапазоне чисел Прандтля  $Pr = 400 \div 500$ . Справа от минимума функция монотонно возрастает, причем значение производной постепенно уменьшается. Слева, в районе числа Прандтля  $Pr \approx 100$ , наблюдается локальный максимум.

Похоже что такое сложное поведение функции связано с использованием растворов глицерина в качестве объектов исследования. На горизонтальной оси рисунка отложены числа Прандтля соответствующие значениям, свойственным растворам глицерина при комнатной температуре. Обладая сильной температурной зависимостью, локальное значение вязкости вблизи нагревателя, особенно при высоких температурах, может значительно отличаться от ожидаемой величины, поэтому в случае однокомпонентных жидкостей следует ожидать более простой зависимости. Полученные результаты показывают принципиальное существование границы параметров, разделяющей области реализации одиночного и раздвоенного плюмов.

При дальнейшем увеличении числа Рэлея стоит ожидать очередного разделение пограничного слоя. В описанных экспериментах достоверно определить положение границы, разделяющей области возникновения двойного и тройного плюмов (рисунки 2.6(б) и 2.6(в)), не удалось, ввиду малой мощности используемого нагревателя и особенностей рабочей среды.

### **2.2.3 Возникновение конвективного факела над поверхностью треугольного и квадратного нагревателей**

Очевидно, что на процесс формирования теплового пограничного слоя должна оказывать влияние форма нагревателя. В ходе проведенных экспериментов изучалось поле температуры, возникающее над нагревателями квадратной и треугольной форм при различных интенсивностях подогрева (рисунок 2.8).

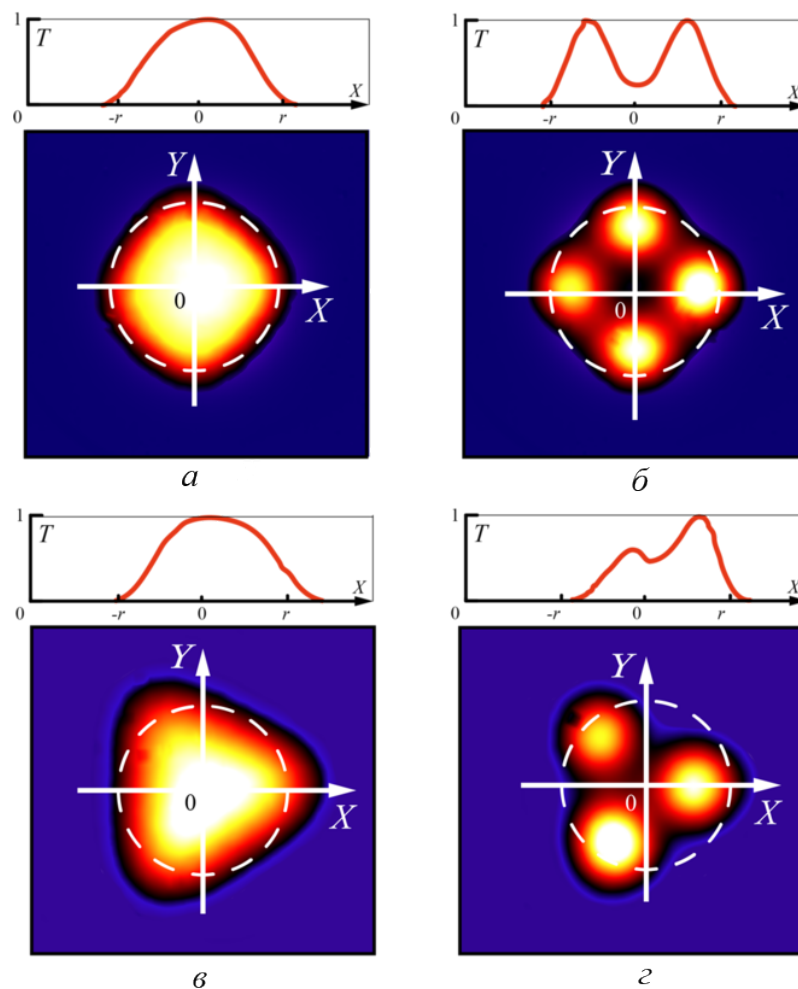


Рисунок 2.8 — Поля и профили температуры для разных сценариев развития конвективного факела вблизи квадратного и треугольного нагревателей, вписанных в окружности одинакового радиуса. Жидкость – 10% раствор глицерина ( $Pr = 8$ ). Высота слоя жидкости  $h = 4$  мм. Превышения температуры нагревателя над комнатной и соответствующие числа Рэлея: а)  $\Delta T = 2$  К,  $Ra = 8.4 \cdot 10^3$ , б)  $\Delta T = 10$  К,  $Ra = 4.2 \cdot 10^4$ , в)  $\Delta T = 2$  К,  $Ra = 1.2 \cdot 10^4$ , г)  $\Delta T = 10$  К,  $Ra = 6.0 \cdot 10^4$ .

В отличие от круглого нагревателя, где удалось наблюдать три различных сценария организации течения, в случае с треугольником и квадратом таких способов оказалось только два. Как и прежде, когда температура источника невелика, жидкость над поверхностью нагревателя прогревается равномерно (рисунок 2.8 а,в). Если температура нагревателя превысит некоторый порог, то, как и в случае с круглым источником тепла, возле кромки возникают конвективные валы. Однако в отличие от осесимметричного случая, в котором образуется неразрывный тор, наличие углов у квадрата и треугольника создает выделенное направление для течения жидкости. Вблизи углов температурные градиенты

оказываются сильнее. В результате, навязанное геометрией неравномерное распределение скорости приводит к образованию областей (рисунок 2.8 б,г), в пределах которых теплоперенос достигает наибольшей интенсивности.

Дальнейшее развитие температурного поля происходит по пути сближения, а затем и слияния горячих областей. Объединение конвективных валов в единую струю приводит к организации вблизи поверхности нагревателя течения, описанного в работах [87—89].

Эксперименты показали, что с уменьшением числа углов, критическая температура, необходимая для разделения конвективной струи, возрастает. Кроме того, кажется очевидным, что круг является предельным случаем для нагревателя в виде правильного многоугольника. Поэтому для обобщения результатов выполним модификацию числа Рэлея из уравнения 2.1. Для этого выразим его через градиент температуры:

$$Ra_N = \frac{g\beta \nabla T r^4}{\nu \chi}. \quad (2.2)$$

Считая температуру жидкости возле нагревателя комнатной, определим градиент как отношение перепада температур и расстояния между центром и стороной фигуры с  $N$  углами [44], вписанной в окружность радиуса  $r$ :

$$\nabla T = \frac{\Delta T}{r \cos(\pi/N)}. \quad (2.3)$$

Таким образом, итоговое выражение для эффективного числа Рэлея, обобщенного на случай правильных многоугольников, имеет следующий вид:

$$Ra_N = \frac{g\beta \Delta T r^3}{\nu \chi \cos(\pi/N)}, \quad (2.4)$$

а число  $Ra$  из выражения 2.1 оказывается его асимптотически значением при  $N \rightarrow \infty$ .

На рисунке 2.9 проведено сравнения карт режимов для разных форм нагревателя.

Построенная диаграмма представляет собой левую часть карты, изображенной на рисунке 2.7. Использование в качестве параметра  $Ra_N$  позволяет свести зависимости, полученные для разных фигур, в одну кривую. Расширить ее вправо для треугольного и квадратного нагревателя не удалось ввиду малых размеров используемых теплообменников, а следовательно больших температур, необходимых для разделения конвективной струи. Тем не менее, каждая кривая на



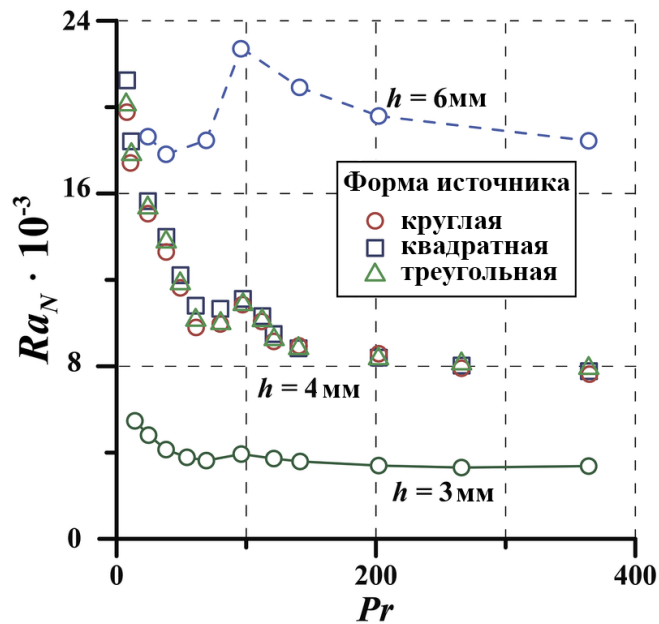


Рисунок 2.9 — Карта режимов для различных форм нагревателя в плоскости эффективного числа Рэлея  $Ra_N$  и числа Прандтля  $Pr$ . В качестве рабочей жидкости использовались растворы глицерина.

графике имеет локальный максимум при  $Pr = 100$  с погрешностью, не превышающей 7%.

Эксперименты, проведенные с круглым нагревателем, показали, что увеличение глубины рабочего слоя приводит к увеличению критического значения числа Рэлея. Треугольный и квадратный нагреватели в таком ключе не рассматривались. На рисунке 2.9 верхняя кривая соответствует глубине слоя  $h = 6$  мм, центральная —  $h = 4$  мм, а нижняя —  $h = 3$  мм. Увеличение критического значения эффективного числа Рэлея обусловлено тем, что высота, на которой происходит слияние плюмов, конечна. Их объединение может завершиться еще до того, как конвективная струя достигнет потолка. Кроме того, чем больше глубина рабочего слоя, тем слабее градиенты температуры на его поверхности, а значит больше систематическая погрешность измерений. Таким образом, для уточнения полученных результатов требуется проведение измерений распределения температуры в объеме исследуемой жидкости.

## 2.3 Численный эксперимент

### 2.3.1 Математическая постановка задачи

В задаче моделируется течение в ограниченном твердыми границами слое жидкости, возникающее под действием локального подогрева снизу. Расчетная область (рисунок 2.10) имеет форму прямоугольного параллелепипеда высотой  $h$ , в основании которого находится квадрат со стороной  $l$ . Пустота ориентирована таким образом, что ее нижняя сторона лежит в плоскости  $XY$  декартовой системы координат, а вектор гравитационного ускорения  $g$  направлен вниз и параллелен вертикальной оси  $Z$ . Течение создается круглым нагревателем радиусом  $r$ , центр которого совпадает с началом координат.

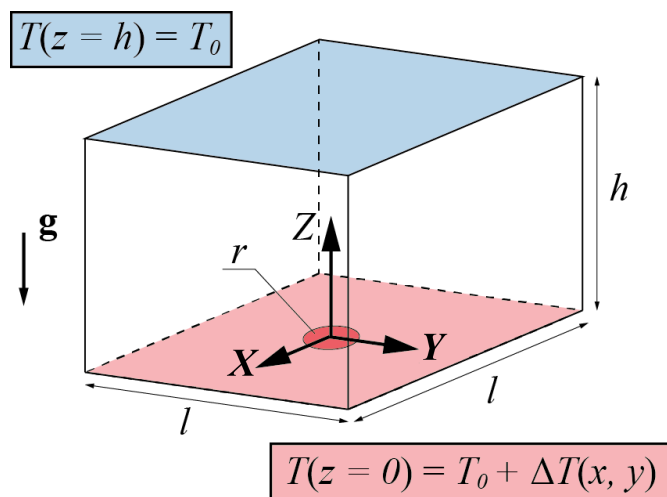


Рисунок 2.10 — Схема расчетной полости с граничными условиями. Начало системы координат совпадает с центром нижней грани.

Численное моделирование эволюции теплового плюма выполнено во встроенном в ANSYS Fluent решателе методом конечных объемов [139]. Движение жидкости внутри расчетной области предполагается ламинарным. Диссипация энергии за счет сил внутреннего трения не учитывается. В таком приближении течение описывается системой уравнений Навье-Стокса в размерном виде, которая включает в себя закон сохранения импульса

$$\partial_t u_i + \partial_j (u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \partial_i P + \nu \partial_j [(\partial_j u_i + \partial_i u_j)] + g \beta (T - T_0) e_z, \quad (2.5)$$

уравнение теплопроводности

$$\partial_t T + (u_i \partial_i) T = \chi \partial_i^2 T \quad (2.6)$$

и уравнение неразрывности

$$\partial_i u_i = 0. \quad (2.7)$$

В записи уравнений приняты следующие обозначения:  $u$  – скорость,  $P$  – давление,  $T$  – температура,  $\rho$  – плотность,  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $\beta$  – коэффициент объемного расширения,  $\chi$  – температуропроводность жидкости,  $g$  – ускорение свободного падения,  $T_0 = 300$  К – начальная температура жидкости.

На твердых границах задается условие прилипания. Верхняя граница считается изотермической и выполняет роль холодильника  $T(z = h) = T_0$ . На нижней границе задается распределение температуры в виде логистической функции:

$$T(z = 0) = T_0 + \Delta T \cdot ([1 + e^{-\gamma(\sqrt{x^2+y^2+r})}]^{-1} - [1 + e^{-\gamma(\sqrt{x^2+y^2-r})}]^{-1}). \quad (2.8)$$

Функция 2.8 призвана симитировать компактный нагреватель. Перегрев нагревателя  $\Delta T$  локализуется внутри области радиуса  $r$  с центром в начале координат. Параметр  $\gamma$  задает длину перехода между температурой источника  $\Delta T$  и температурой невозмущенной жидкости  $T_0$ . Принятое значение  $\gamma = 10^3$  соответствует ширине переходной области около 1 мм. Его уменьшение приведет к сглаживанию и расширению температурного профиля на нижней границе.

Расчеты выполняются в расчетной области высотой  $h = 24$  мм с длиной боковой стороны  $l = 28$  мм. Система исходных уравнений решается в узлах неструктурированной сетки с максимальным пространственным шагом 0.5 мм, сгущающейся к нижней границе, для лучшего разрешения градиентов в области нагрева. Всего расчетная сетка содержит  $3.04 \cdot 10^5$  расчетных узлов, а количество элементов на поверхности нагревателя радиусом  $r = 5$  мм составляет  $4 \cdot 10^2$  штук. Результаты параметрического исследования плотности сетки приведены в таблице 1.

Как показали тестовые расчеты, удвоение общего числа расчетных узлов изменяет время достижения плюсом верхней границы не более чем на 0.6%. При этом средняя кинетическая энергия установившегося течения увеличивается не более чем на 1%. Поэтому дальнейшее сгущение расчетной сетки оказывается

Таблица 1 — Валидация расчетной сетки

Количество узлов	Средняя кинетическая энергия, Па
103200	$2.6 \cdot 10^{-6}$
200276	$5.67 \cdot 10^{-5}$
304290	$5.176 \cdot 10^{-5}$
650056	$5.102 \cdot 10^{-5}$

нецелесообразно. Выбор временного шага основывается на величине числа Куранта, которое в ходе расчетов не превышало 0.8. Для связи скорости и давления был выбран SIMPLE алгоритм. Дискретизация каждого конвективного члена в управляющих уравнениях производилась согласно схеме второго порядка.

В качестве управляющего параметра, характеризующего интенсивность подогрева используется число Рэлея 2.1. Для исследования влияния формы источника тепла на формирование плюма в задаче моделировалась среда с постоянными свойствами, приближенными к физическим свойствам воды. Значения используемых параметров, включая число Прандтля  $Pr$ , отражены в таблице 2.

Таблица 2 — Физические свойства рабочей жидкости

$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$\nu$ , м <sup>2</sup> /с	$\beta$ , 1/К	$\chi$ , м <sup>2</sup> /с	$Pr$
998	$8.90 \cdot 10^{-7}$	$2.57 \cdot 10^{-4}$	$1.46 \cdot 10^{-7}$	6.13

### 2.3.2 Эволюция теплового факела и экспериментальная верификация численных результатов

В рамках численного эксперимента исследуется влияние формы и интенсивности нагрева источника тепла на временную эволюцию поля температуры внутри слоя жидкости. Так, при локальном подогреве в покоящейся однородной жидкости над поверхностью источника образуется градиент плотности, направленный в сторону понижения температуры вещества. В результате возникнет конвективное течение в форме теплового плюма. Процесс развития такого плюма представлен на рисунке 2.11 последовательностью полей температуры в середине слоя  $y = 0$  в различные моменты времени.

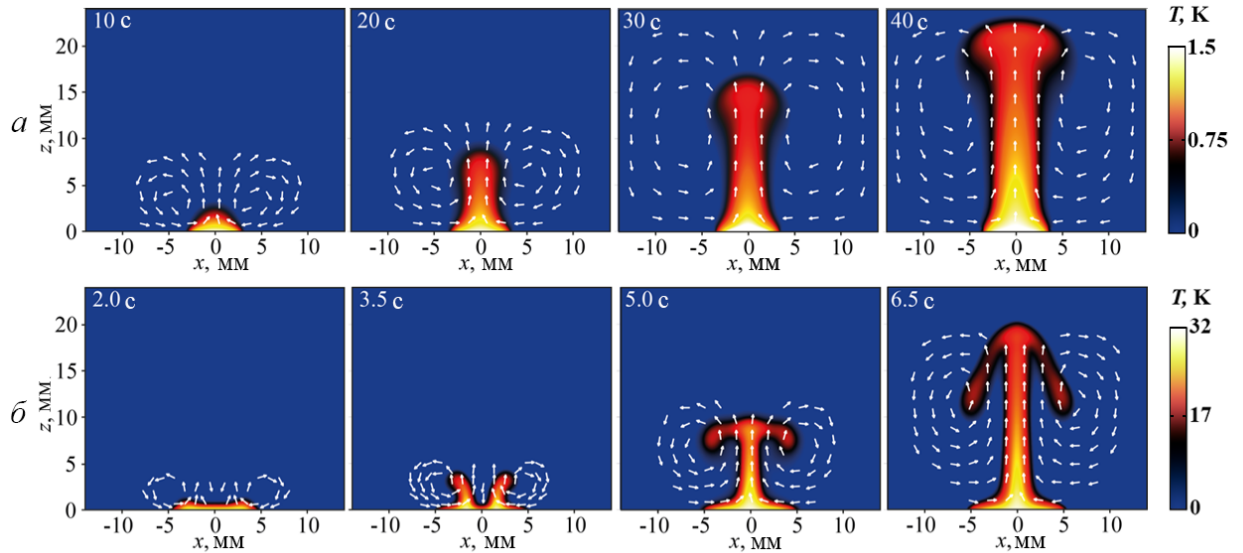


Рисунок 2.11 — Временная последовательность изображений полей температуры и скорости в плоскости  $y = 0$  для различных условий подогрева: (а) –  $Ra = 5.0 \cdot 10^2$ , соответствует перепаду температуры  $\Delta T = 1.5$  К для радиуса нагревателя  $r = 3.0$  мм, согласно классификации Маджамдер [33], развитие происходит по вязко-теплопроводному режиму ( $a > 1/4$  и  $b > 1/4$ ); (б) –  $Ra = 5.0 \cdot 10^4$  при  $\Delta T = 32$  К и  $r = 5.0$  мм. Вязкий нетеплопроводный режим ( $a < 1/4$  и  $b > 1/4$ ).

Исходя из результатов численного моделирования, в зависимости от величины числа Рэлея, формирование конвективной струи происходит по одному из двух возможных сценариев 2.11, наблюдавшихся в эксперименте. В случае образования одиночного плюма, в жидкости формируется температурный пограничный слой в виде купола (рисунок 2.11(а),  $t = 10$  с). Жидкость, натекающая на горячую поверхность с кромки круга, постепенно прогревается, и, достигая центра, поднимается вверх, образуя конвективную струю (рисунок 2.11(а),  $t = 20$  с). При этом, скорость роста плюма некоторое время возрастает [63], а по завершении этапа формирования конвективной струи наблюдается равномерный рост (рисунок 2.11(а),  $t = 30$  с). Рост продолжается до момента столкновения фронта тепловой волны с верхней границей (рисунок 2.11(а),  $t = 40$  с).

При увеличении числа Рэлея происходит качественное изменение в структуре развивающегося плюма (рисунок 2.11(б)). Тепловой пограничный слой разделяется (рисунок 2.11(б),  $t = 2.0$  с,  $t = 3.5$  с), а развивающийся плюм — раздваивается.

Как и в эксперименте, описанном в предыдущем разделе (рисунок 2.4), по мере развития течения разделение конвективных струй ослабевает, а по достижении определенного размера и вовсе пропадает (рисунок 2.11(б),  $t = 5$  с). Вероятно, так происходит из-за понижения давления в областях высокой скорости течения. Это приводит к сближению, а затем и к объединению конвективных валов. В качестве иллюстрации эффекта, на рисунке 2.12 представлены нормированные профили давления на высоте  $z = 1$  мм для одиночного (а) и раздвоенного (б) сценариев развития плюма.

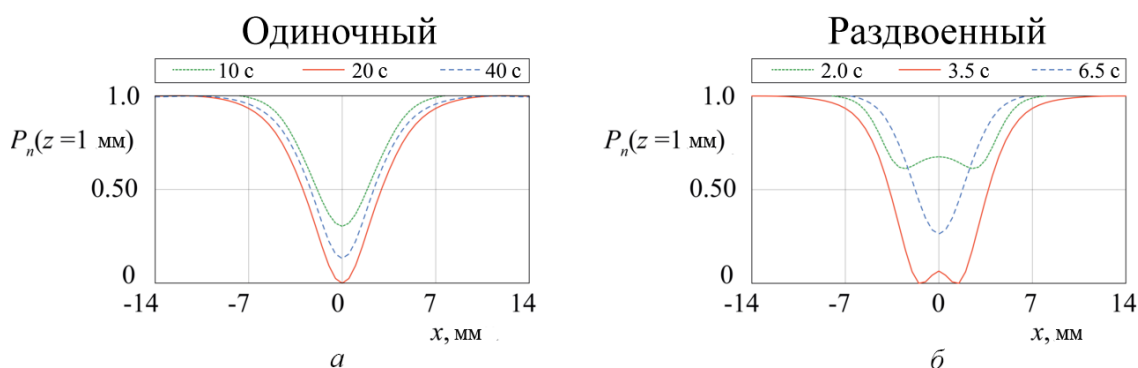


Рисунок 2.12 — Диаметральное распределение давления над локальным источником тепла на высоте  $z = 1$  мм в разные моменты времени. (а) — одиночный плюм, (б) — раздвоенный плюм. В случае разделения температурного пограничного слоя, на середине профиля давления наблюдается локальный максимум.

В случае организации одиночной конвективной струи (рисунок 2.12(а)) профиль давления имеет единственный минимум. В случае раздвоенного режима (рисунок 2.12(б)), разделение приводит к образованию двух локальных минимумов, градиенты давления между которыми со временем уменьшаются до полного исчезновения.

Для верификации полученных результатов сравниваются результаты лабораторного и численного экспериментов 2.13.

Рассчитанные для двух чисел Рэлея  $Ra_1 = 5.0 \cdot 10^2$  и  $Ra_2 = 5.0 \cdot 10^4$  поля температуры (рисунок 2.13 а) сравниваются с наблюдаемым в эксперименте распределением температуры (рисунок 2.13 б) при  $Ra_1 = 5.0 \cdot 10^3$  ( $\Delta T_1 = 3$  К) и  $Ra_2 = 2.0 \cdot 10^4$  ( $\Delta T_2 = 13$  К). Поля температуры, полученные путем численного моделирования, качественно согласуются с результатами натуральных экспериментов.



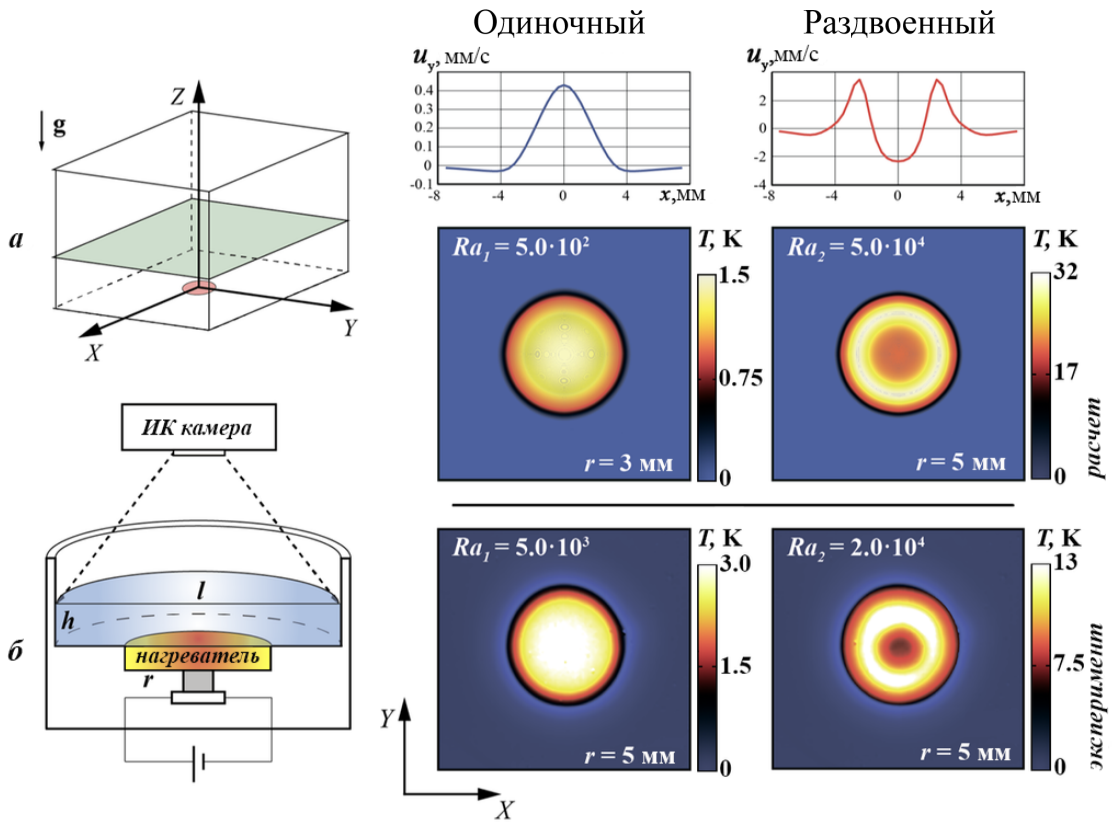


Рисунок 2.13 — Качественное сравнение результатов численного моделирования (а) с результатами натурального эксперимента (б), в котором методами инфракрасной съемки наблюдалось распределение тепла на свободной поверхности плоского слоя жидкости высотой  $h = 4.0$  мм. Условия подогрева такие, что  $Ra_1 = 5.0 \cdot 10^2$  (расчет, слева) и  $Ra_2 = 5.0 \cdot 10^4$  (расчет, справа). Полученные диаметральные профили скорости и в расчете, и в эксперименте, подтверждают разделение пограничного слоя.

Так как распределение над нагревателем меняется со временем и зависит от текущей высоты факела, исследованию подлежит усредненный профиль температуры:

$$T(x) = \frac{1}{\tau h} \cdot \int_0^\tau \int_0^h T(t, z) dt dz \tag{2.9}$$

где время  $\tau$ , соответствует моменту достижения фронтом тепловой волны верхней границы расчетной области  $z = h$ . По нормированному профилю температуры  $T_n$  вычисляется модуль градиента  $\frac{\partial T_n}{\partial x}$ . Нормированные профили температуры и ее градиента, полученные в ходе расчетов и эксперимента, приведены на рисунке 2.14.

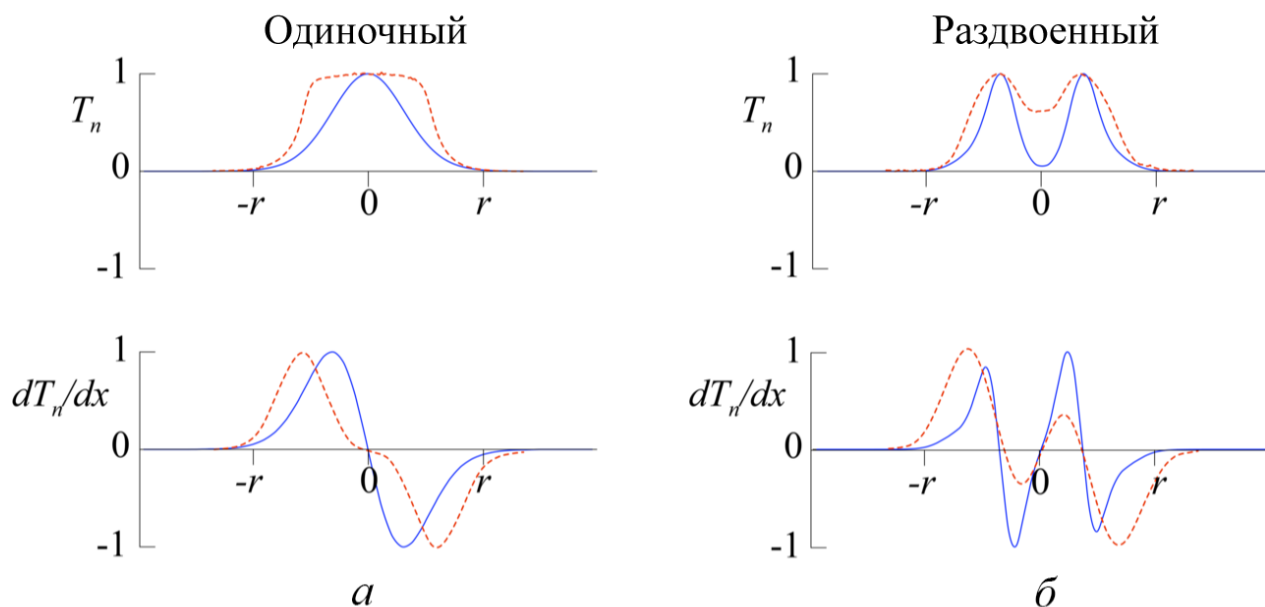


Рисунок 2.14 — Нормированные профили значения  $T_n$  (а) и градиента  $\frac{\partial T_n}{\partial x}$  (б) температуры над нагревателем (расчет – сплошная линия, эксперимент – штриховая линия).  $Ra_1 = 5.0 \cdot 10^2$  (одиночный плюм (а)) и  $Ra^2 = 5.0 \cdot 10^4$  (двойной плюм (б)). Классификация сценариев развития осуществляется путем подсчета числа нулей на осредненном графике распределения первой производной. Приведенные изображения соответствуют полям температуры, показанным на рисунке 2.13.

Судить о разделении конвективной струи в расчете, как и в эксперименте, можно исходя из количества нулей радиальных производных температуры. При возникновении одиночного плюма профиль градиента имеет единственный нуль. В случае раздвоения – три. Использование в качестве критерия числа Нуссельта кажется неудобным, ввиду того, что теплоотдача меняется со временем.

Величина критического значения числа Рэлея, превышение которого приводит к разделению тепловой струи, составляет, по результатам осреднения 15 точек для разных размеров нагревателя и чисел Прандтля,  $Ra_C = (8.5 \pm 0.5) \cdot 10^2$ . На этапе проверки влияния числа Прандтля  $Pr$  рабочей жидкости на формирование конвективной струи выполнялись расчеты с жидкостями различной вязкости и температуропроводности. Перебор этих параметров осуществлялся таким образом, чтобы отношение вязкости к температуропроводности изменялось от 5 до  $10^3$ , в то время как произведение оставалось неизменным. На основании полученных результатов, среднее значение критического числа Рэлея в расчетах, в отличие от эксперимента 2.7, не зависит от числа Прандтля жидкости.

Несмотря на качественное совпадение, количественное сравнение тестовых результатов численного и натурального экспериментов показало, что критическое число Рэлея, полученное в лаборатории, оказывается не постоянным и значительно превосходит расчетное значение. Главная причина расхождения – наблюдение распределения температуры на свободной поверхности, а не внутри слоя. Такая методика приводит к появлению задержки измерений, так как при слабом подогреве разделенные плюмы успевают объединиться еще до того как достигнут свободной границы. Еще одной проблемой может послужить жидкость, используемая в эксперименте. В расчете теплофизические параметры жидкости принимаются постоянными, в то время как в эксперименте используется глицерин, свойства которого имеют крайне высокую чувствительность к температуре. Локальное уменьшение вязкости раствора глицерина в области непосредственно над поверхностью нагревателя, способно существенно повлиять на способность гидродинамической системы быстро организовать крупномасштабное течение в условиях резкого нагрева.

### 2.3.3 Влияние формы нагревателя на процесс формирования теплового плюма

В лабораторных условиях было показано, что форма нагревателя оказывает существенное влияние на процесс формирования конвективной струи 2.8. Поэтому в ходе проведенных численных экспериментов моделировалось поле температуры, возникающее над нагревателями квадратной, треугольной и пятиугольной форм, вписанных в окружность радиусом  $r = 5.0$  мм, при различных интенсивностях подогрева (рисунок 2.15). Температура на нижней границе в плоскости  $z = 0$  в этом случае задается модифицированной функцией  $T(x,y)$ , основой которой служит выражение 2.8.

Как и в лабораторном эксперименте, когда температура источника невелика, жидкость над поверхностью нагревателя прогревается равномерно (рисунок 2.15а). В результате возникает единственный тепловой плюм. Когда температура превышает некоторое пороговое значение, возле кромки организуются конвективные валы. Однако в отличие от осесимметричного случая, наличие углов у квадрата и треугольника нарушает симметрию течения (рисунок 2.16).

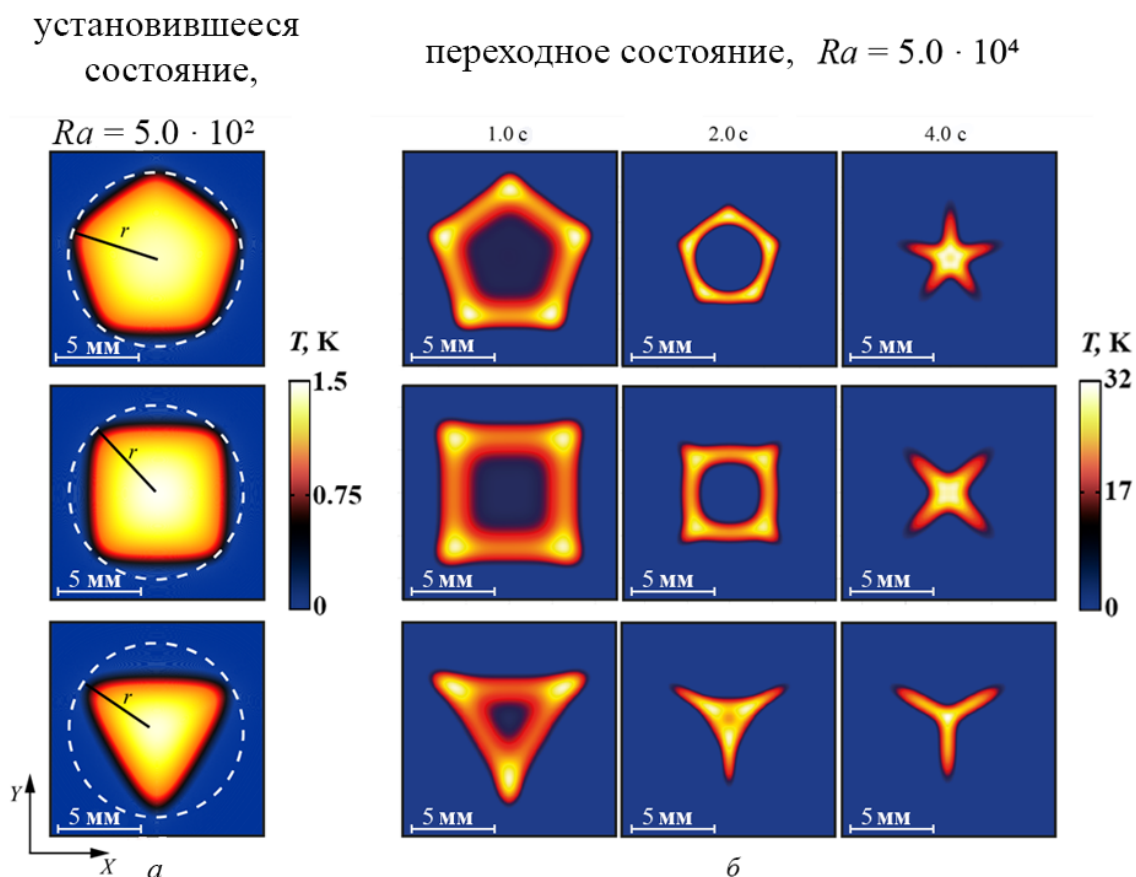


Рисунок 2.15 — (а) — Стационарное распределение температуры в сечении  $z = 1$  мм при числе Рэлея  $Ra_1 = 5.0 \cdot 10^2$ . (б) — Эволюция полей температуры в той же плоскости при  $Ra_2 = 1.0 \cdot 10^5$ . Источники тепла принимают форму треугольника, квадрата и пятиугольника, вписанных в окружность радиусом  $r = 5.0$  мм. При превышении температурой критического значения пограничный слой деформируется и область наибольшего прогрева смещается к вершинам источника тепла.

Обусловленное геометрией распределение скорости приводит к образованию "горячих" областей (рисунок 2.15б).

Течение возникает вблизи кромки нагревателя. Возникшие встречные потоки натекают на поверхность источника тепла и сталкиваются в углах фигур. Здесь появляются отдельные плюмы. Скорость течения в углах повышается, а следовательно понижается давление. Это приводит к постепенному сближению конвективных струй вплоть до полного объединения.

Полученные в ходе численного моделирования результаты показали хорошее совпадение с результатами натурального эксперимента. Так, с уменьшением

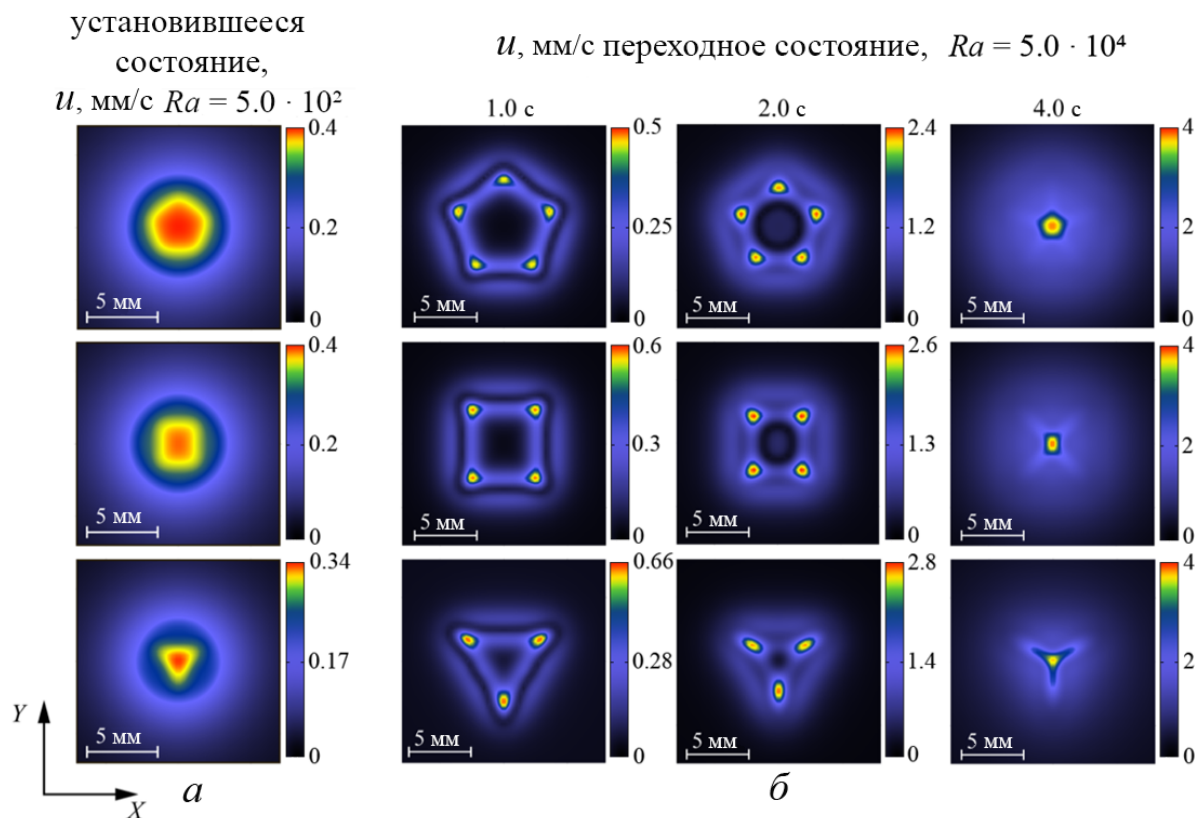


Рисунок 2.16 — (а) — Установившееся поле скорости в сечении  $z = 1$  мм при числе Рэлея  $Ra_1 = 5.0 \cdot 10^2$ . (б) — Эволюция полей скорости в той же плоскости при  $Ra_2 = 1.0 \cdot 10^5$ . Источники тепла принимают форму треугольника, квадрата и пятиугольника, вписанных в окружность радиусом  $r = 5.0$  мм. Области наибольшей скорости совпадают с областями высокой температуры на рисунке 2.15.

числа углов, критическое число Рэлея возрастает. По совокупности результатов была построена карта режимов (рисунок 2.17).

Плоскость рисунка разделяется точками на две области, в каждой из которых число Рэлея соответствует определенному сценарию организации теплового плюма. Так, для значений управляющего параметра выше граничных (штриховая линия на плоскости) возникает разделенная конвективная струя.

С целью обобщения полученных результатов используем модифицированное число Рэлея 2.4, определенное по расстоянию между центром и ближайшей границей нагревателя. На схематичном изображении источников различной формы (рисунок 2.18) показаны расстояния, преодолеваемые нагретым элементом жидкости вдоль поверхности источника тепла вплоть до объединения.

Таким образом, если градиент температуры или число Рэлея превышают некоторое критическое значение, то нагретый элемент жидкости успевает

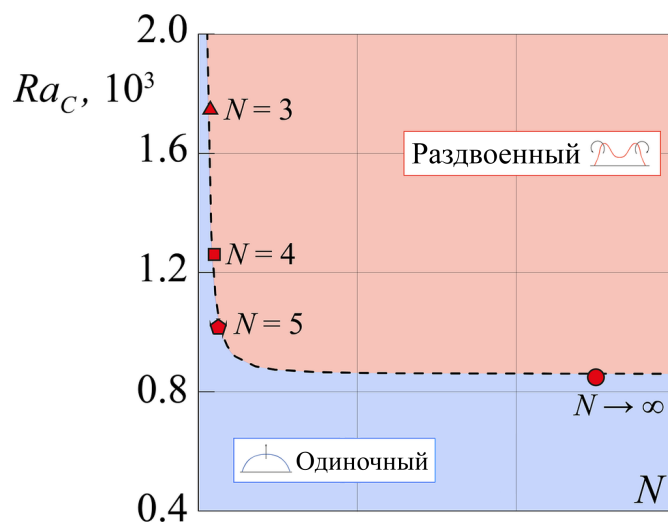


Рисунок 2.17 — Зависимость критического числа Рэлея от количества вершин источника тепла. При уменьшении числа углов фигуры порог устойчивости повышается, при этом величина управляющего параметра для круглого источника принимает асимптотическое значение  $Ra = 850$ .

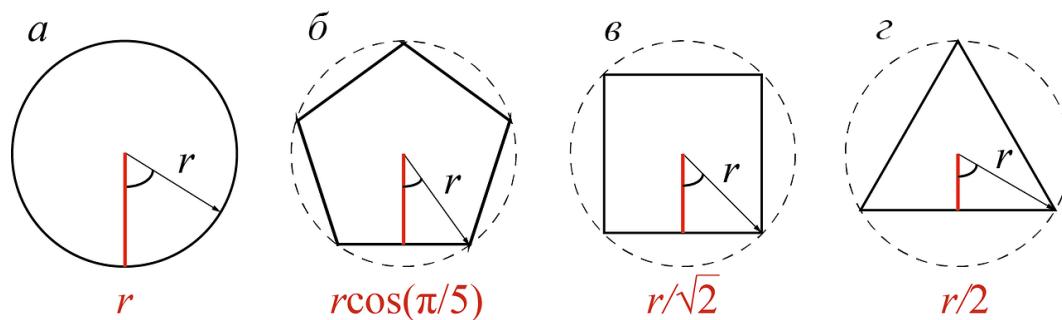


Рисунок 2.18 — Схематичное изображение локальных источников тепла, вписанных в окружность радиусом  $r$ . Для каждого нагревателя указана характерная длина, преодолеваемая элементом жидкости по пути к объединению.

всплыть до того момента, как достигнет центра описанной окружности. В этом случае пограничный слой разрушается вблизи краев источника и в жидкости возникнет раздвоенная тепловая струя. Если число Рэлея не превосходит критического, то элемент жидкости не успевает существенно нагреться. Тогда основное течение организуется в горизонтальной плоскости, а пограничный слой деформируется в центре фигуры.

Согласно результатам численного моделирования, представленным в таблице 3, среднее критическое значение эффективного числа Рэлея для нагревателя произвольной формы находится в интервале  $Ra_{Nc} = (8.60 \pm 0.50) \cdot 10^2$  и не зависит от числа Прандтля  $Pr$  исследуемой жидкости. Таким образом, при величине



управляющего параметра  $Ra_N < Ra_{Nc}$  реализуется сценарий развития одиночного плюма, а при числах Рэлея  $Ra_N > Ra_{Nc}$  – раздвоенного.

Таблица 3 — Критические значения управляющих параметров для различных многоугольников

	$\triangle$ , Треугольник	$\square$ , Квадрат	$\diamond$ , Пятиугольник	$\circ$ , Круг
$N$	3	4	5	$\infty$
$Ra_C \cdot 10^{-3}$	$1.75 \pm 0.05$	$1.25 \pm 0.05$	$1.05 \pm 0.05$	$8.5 \pm 0.2$
$Ra_{Nc}$	875	884	850	850

## 2.4 Выводы по второй главе

Проведены эксперименты, направленные на визуализацию течения и температурного поля, возникающих в результате действия локализованного подогрева различной формы. Получены серии изображений, иллюстрирующие процесс образования и развития теплового плюма в различных условиях нагрева. Проведено измерение температуры на свободной поверхности жидкости вблизи источников тепла различных форм.

Проведены численные эксперименты, направленные на изучение пространственных и временных изменений поля температуры над локализованными источниками тепла круглой, треугольной, квадратной и пятиугольной формы при различных условиях подогрева. Результаты численной модели верифицированы данными натуральных экспериментов. Между результатами численного расчета и натурального эксперимента наблюдается качественное совпадение.

Согласно результатам проведенных исследований, существуют, как минимум, два сценария организации конвективного факела. Первый сценарий подразумевает равномерный прогрев жидкости над источником тепла и возникновению течения над центром нагревателя. Во время реализации второго сценария, развитие течения происходит вблизи краев нагреваемой области. Тепловой пограничный слой разделяется. Возникает несколько отдельных струй, объединяющихся по мере роста конвективного факела. Построена карта соответствующих сценариев развития течения с использованием растворов глицерина для разных форм нагревателя в плоскости чисел Рэлея и Прандтля.

В рамках численного эксперимента, для каждой формы источника тепла были определены критические значения эффективного числа Рэлея, разделяющего области реализации одиночного и раздвоенного плюмов. Согласно полученным результатам,  $Ra_{Nc} = (8.6 \pm 0.2) \cdot 10^2$ , и остается постоянным для всех нагревателей правильной многоугольной формы.

## Глава 3. Влияние границ на динамику развития конвективного факела

### 3.1 Введение

Как было упомянуто в обзоре литературы, центральной работой в области исследования закономерностей движения тепловой волны под непрерывным действием локализованного источника считается статья Бэтчелора [46]. Пользуясь размерными соображениями, он установил соотношение между вертикальной скоростью  $W_B$  движения фронта теплового осесимметричного плюма и мощностью нагрева 1.2. В случае течения, развивающегося вдали от источника и без учета влияния границ формула Бэтчелора принимает следующий вид:

$$W_B = k_b \left( \frac{g\beta Q}{\rho\nu C_p} \right)^{1/2}. \quad (3.1)$$

Только в этом случае скорость распространения теплового фронта будет оставаться постоянной. В последовавших за предложенной теорией экспериментальных и теоретических исследованиях [39; 48] было подтверждено существование участка с постоянной скоростью плюма и предпринята попытка определения безразмерного коэффициента пропорциональности  $k_B$ , однако, одновременно обнаружена зависимость его величины от значения числа Прандтля используемой жидкости. Теоретическое обоснование этого эффекта было проведено позднее, в диссертационной работе [53]. В итоге, наиболее подробная формула, позволяющая провести оценку скорости роста теплового осесимметричного плюма, после многократных проверок была представлена в работе [40]:

$$W_{kam} = (0.57 \pm 0.02) \cdot \left( \frac{\ln \varepsilon^{-2}}{2\pi} \right)^{1/2} \cdot \left( \frac{g\beta Q}{\rho\nu C_p} \right)^{1/2}. \quad (3.2)$$

Стоит отметить, что это и большинство других исследований были направлены на понимание динамики плюма в бесконечном объеме жидкости, в то время как развитие течения в полостях с ограниченным объемом все еще остается недостаточно изученным. Осложняющим фактором, с точки зрения аналитического решения, является проблема описания граничных эффектов. При экспериментальном же исследовании развития плюмов в узких слоях также возникает ряд трудностей.

До сих пор основными способами наблюдения температурных полей остаются бесконтактные оптические методы, поэтому решение задач с малыми температурными градиентами и узкими слоями является трудоемким процессом. Как обсуждалось в обзоре литературы, теневые приборы требовательны к качеству оптических деталей экспериментальной установки, а также к свойствам исследуемой жидкости и толщине рабочего слоя. Чем шире слой, тем большей разности хода успеют достичь проходящие лучи, причем наблюдаемые таким образом температурные градиенты будут усреднены по толщине. Поэтому исследование тепловых процессов в узких слоях удобнее проводить при помощи инфракрасной камеры или тепловизора. Съемка в длинноволновой части спектра позволяет регистрировать распределение тепла только на поверхности исследуемого объекта. Связанный с этим главный недостаток метода состоит в отсутствии возможности измерения температуры непосредственно в толщине жидкости.

Кроме того, на практике локальный нагрев часто создается при помощи электрических нагревателей, обладающих важной особенностью – инертностью по отношению к температуре. В этом случае конечное время установления постоянного значения температуры, главным образом, сказывается на динамике быстротекущих процессов [41].

Настоящая глава посвящена экспериментальному и численному исследованию процесса развития теплового плюма в ограниченном пространстве. Рассматривается поведение фронта тепловой волны, создаваемой локальным подогревом снизу, для случая узкого вертикального слоя с твердыми границами.

## 3.2 Натурный эксперимент

### 3.2.1 Описание установки и методика проведения эксперимента

Эксперименты проводятся в конвективной ячейке, схематично изображенной на рис. 3.1а.

Измерительная область имеет вид прямоугольного параллелепипеда со сторонами  $l = 28$  мм,  $h = 24$  мм и  $d = 4$  мм. Широкие грани ячейки ограничены оптическими стеклами из фторида лития. Такие стекла способны пропускать

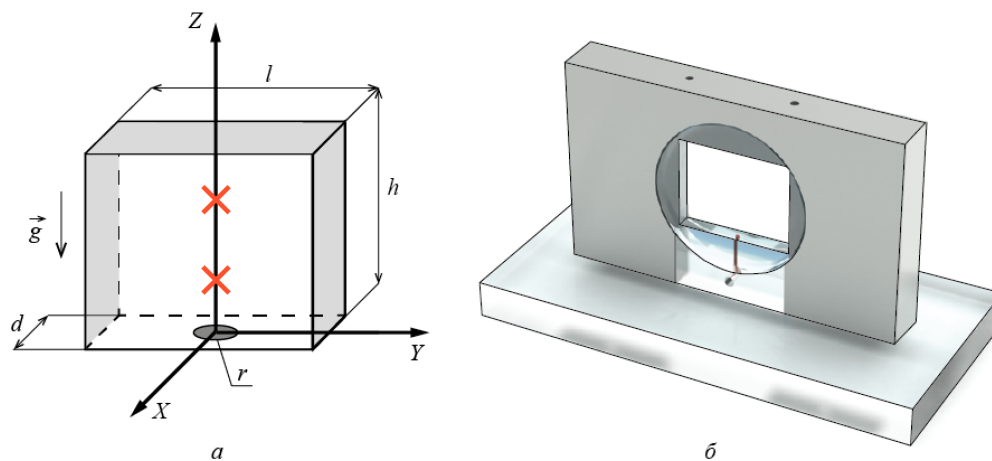


Рисунок 3.1 — Схема конвективной ячейки и системы координат (а), иллюстрация лабораторной модели (б). Крестами отмечены места расположения спаев термопар.

излучение в диапазоне длин волн  $0.1 \div 8.5$  мкм. Доступное наблюдению поле температур расположено в плоскости соприкосновения прозрачных стенок с жидкостью (на рис. 3.1а соответствует  $y = \pm d/2$ ). Узкими боковыми сторонами конвективной ячейки служат грани алюминиевого массива комнатной температуры (рис. 3.1б).

Локальный подогрев осуществляется снизу при помощи нагревателя, роль которого играет торцевая поверхность медного цилиндра радиусом  $r = 1$  мм. Цилиндр приводится в тепловой контакт с резистором сопротивлением 1 кОм. Все элементы нагревателя располагаются внутри основания из плексигласа, имеющего теплопроводность  $\lambda_{plex} = 0.20$  Вт/м·К. В качестве рабочей жидкости по причине высокого конвективного параметра выбран гептан, обладающий числом Прандтля  $Pr = 7$  и теплопроводностью  $\lambda_{hept} = 0.13$  Вт/м·К. В связи с небольшим различием значений теплопроводностей рабочей жидкости и плексигласа отношение тепловых потоков через поперечное сечение и боковую поверхность медного цилиндра можно считать пропорциональным отношению этих площадей. Вследствие этого поступающая в жидкость полезная мощность  $Q_{max}$  составляет примерно 5% от полной мощности, рассеянной нагревателем. Общая схема установки приведена на рис. 3.2.

Рабочая полость модели располагается так, что вектор ускорения свободного падения  $\vec{g}$  оказывается противоположно направленным оси лабораторной

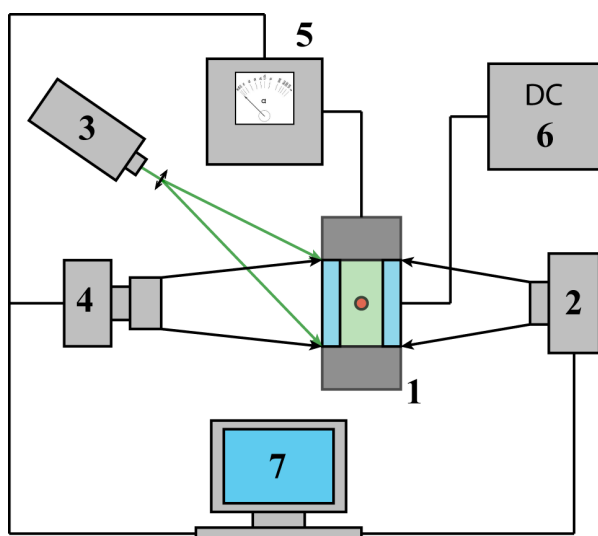


Рисунок 3.2 — Схема экспериментальной установки: 1 – конвективная ячейка, 2 – инфракрасная камера, 3 – полупроводниковый лазер с длиной волны 532 нм, 4 – высокоскоростная камера, 5 – микровольтметр, 6 – источник постоянного тока, 7 – компьютер.

системы координат  $z$  (рисунок 3.1 а). Инфракрасная камера фокусируется на плоскость  $y = d/2$ . Полная мощность нагрева регулируется источником питания и принимает значения в диапазоне  $0.1 \div 2.5$  Вт.

При использовании нагревателя малых размеров возникает техническая трудность измерения теплового потока через поперечное сечение цилиндра. Учитывая это, в отличие от большинства классических работ [39; 40; 46], в наших экспериментах за характеристику подогрева берется не мощность нагрева, а разность температур между нагревателем и холодным теплообменником  $\Delta T$ , измеренная дифференциальной медь-константановой термопарой. Измерительный, ”горячий спай” термопары находится внутри медного цилиндра при температуре  $T_i$ , а холодный спай сравнения располагается во внешнем термостатированном теплообменнике и имеет комнатную температуру  $T_0$ . Еще один термопарный датчик служит для регистрации изменения поля температуры внутри рабочей полости. Спаи этой дифференциальной термопары располагались на вертикальной оси  $z$  в середине толщины слоя на расстоянии 15 мм друг от друга. Нижний спай находился на расстоянии 3 мм от поверхности нагревателя. Сигнал термопар поступал на микровольтметр. Обработка получаемых ИК-камерой полей температуры и показаний микровольтметра выполнялся на компьютере.

Прозрачность узких боковых стенок позволяет провести визуализацию течения с применением метода PIV. Для этого в рабочую жидкость добавлялись



полистироловые светорассеивающие частицы, а измерительная полость освещалась рассеянным световым в плоскости  $xz$ . Плотность частиц выше плотности гептана. Поэтому выполненная визуализация носит демонстрационный характер и непригодна для количественных оценок. В работе использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 532 нм и излучательной мощностью 0.5 Вт. Отраженный частицами свет регистрировался высокоскоростной камерой, установленной напротив одного из кристаллических стекол. Кросс-корреляционная обработка снятых фотографий происходила в коммерческом пакете DaVis компании LaVision.

В силу конечности теплоемкость и теплопроводности нагревателя, мощность потока тепла, поступающего в жидкость, со временем увеличивается вплоть до некоторого предела. Этот процесс представлен в виде графика  $T(t)$  на рисунке 3.3а.

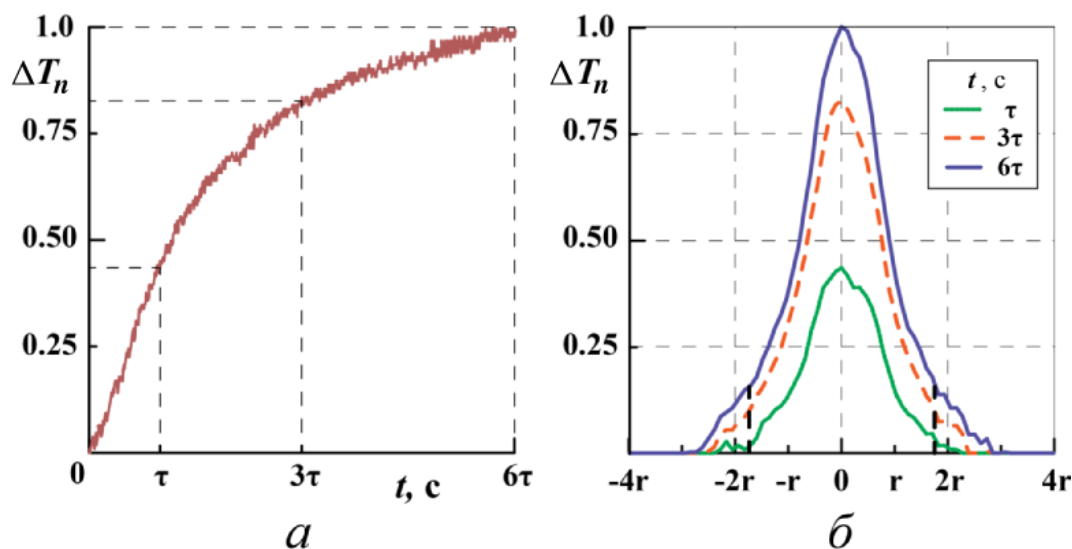


Рисунок 3.3 — График изменения безразмерной температуры нагревателя  $\Delta T_n$  со временем (а) и нормированное распределение температуры  $T_n$  на нижней грани вдоль оси  $x$  в последовательные моменты времени (б) при минимальном значении полезной мощности источника тепла 0.05 Вт

При этом за температуру нагревателя  $\Delta T_n$  на графике принимается нормированная величина. На основании полученной зависимости составлена математическая модель, описывающая процесс прогрева источника тепла. В рамках решаемой задачи изменение нормированной температуры нагревателя со временем происходит согласно показательному закону

$$\Delta T_n = 1 - e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (3.3)$$

Важным параметром модели выступает время релаксации  $\tau$ . Оно определяется эмпирически и в ходе экспериментов принимало значение  $\tau = (10 \pm 2)$  с. Предполагая связь между температурой и мощностью источника тепла линейной, выражение 1.5 можно переписать с учетом функции прогрева. Тогда тепловая мощность нагревателя со временем ведет себя похожим образом. Модель удовлетворяет теории Бэтчелора в том случае, если положить

$$Q_{t \rightarrow \infty} = \lim_{t \rightarrow \infty} Q(t). \quad (3.4)$$

С учетом проделанных рассуждений скорость распространения фронта тепловой волны  $W_B$  можно рассчитать следующим образом:

$$W_B = k \cdot \left( \frac{\ln \varepsilon^{-2}}{2\pi} \right)^{1/2} \cdot \left( \frac{g\beta}{\rho\nu C_p} Q_{t \rightarrow \infty} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \right)^{1/2}. \quad (3.5)$$

В условиях высокой интенсивности подогрева фронт температурной волны способен достичь верхней границы полости намного быстрее установления постоянной температуры нагревателя. С другой стороны, при небольшой мощности источника, развитие плюма может занимать время, превышающее время релаксации  $\tau$  в несколько раз. В свою очередь, длительный процесс сопровождается прогревом дна полости, в результате чего нарушается локальность нагрева. Для оценки влияния наблюдаемого эффекта рассматривается профиль температуры вдоль оси  $x$  в плоскости нагревателя (рис. 3.3б). Эксперименты показывают, что при минимальном значении полезной мощности (0.05 Вт) отличие эффективного размера нагревателя, в момент достижения фронтом верхней границы, от его геометрического размера  $r$  близко к 70%. Под эффективным размером понимается радиус области, с которой в жидкость поступает 95% выделившегося тепла. Для максимальной величины подогрева (0.12 Вт) при той же высоте плюма отклонение размера нагревателя от реального значения не превышает 2%.

На следующем этапе исследования измеряется высота  $H$  фронта волны в разные моменты времени. Для этого на известных полях температуры, построенных по данным инфракрасной камеры, восстанавливается вертикальный профиль температуры  $\Delta T_n(0, z)$  (рис. 3.4).

На таком профиле в начале координат располагается локальный максимум  $\Delta T_n(z = 0) = 1$ , соответствующий положению нагревателя. С увеличением высоты температура в столбе плюма уменьшается, и на границе теплового фронта с невозмущенной жидкостью происходит резкий спад до  $\Delta T_n(z = H) = 0$ . Текущее

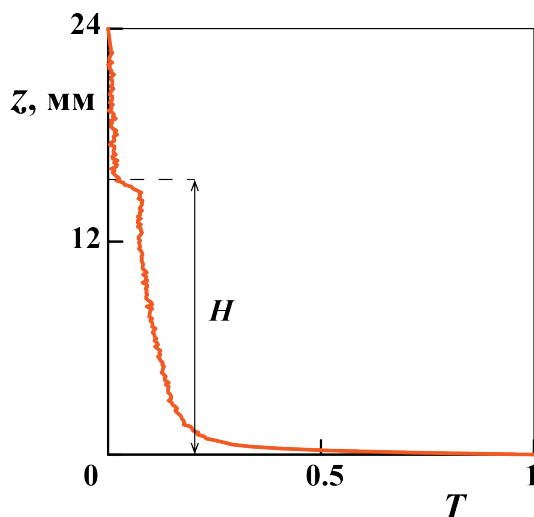


Рисунок 3.4 — Распределение нормированного значения температуры  $\Delta T_n$  вдоль вертикальной оси  $z$  в некоторый момент времени. Текущая высота плюма обозначена через  $H$

значение высоты плюма  $H$  определяется координатой этой границы на вертикали в каждый момент времени.

### 3.2.2 Результаты экспериментов

На рисунках 3.5 и 3.6 приведены серии полей температуры и скорости, демонстрирующие последовательные этапы развития плюма.

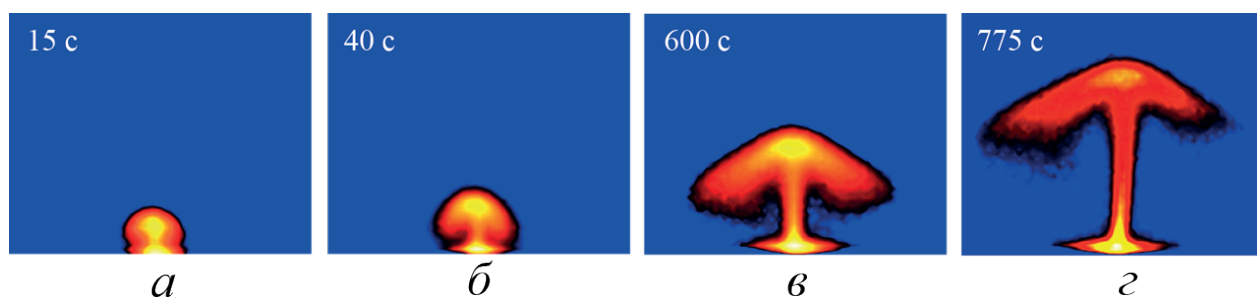


Рисунок 3.5 — Последовательность ИК-снимков температурной неоднородности в плоскости соприкосновения широкой грани и жидкости. Время отсчитывается с момента включения источника питания: а – 15 с, б – 40 с, в – 600 с, г – 775 с Температура нагревателя  $\Delta T = 5$  К.

Качественно процесс формирования плюма в узком слое повторяет сценарий, описанный в работах с безграничным объемом жидкости [21; 39; 40].

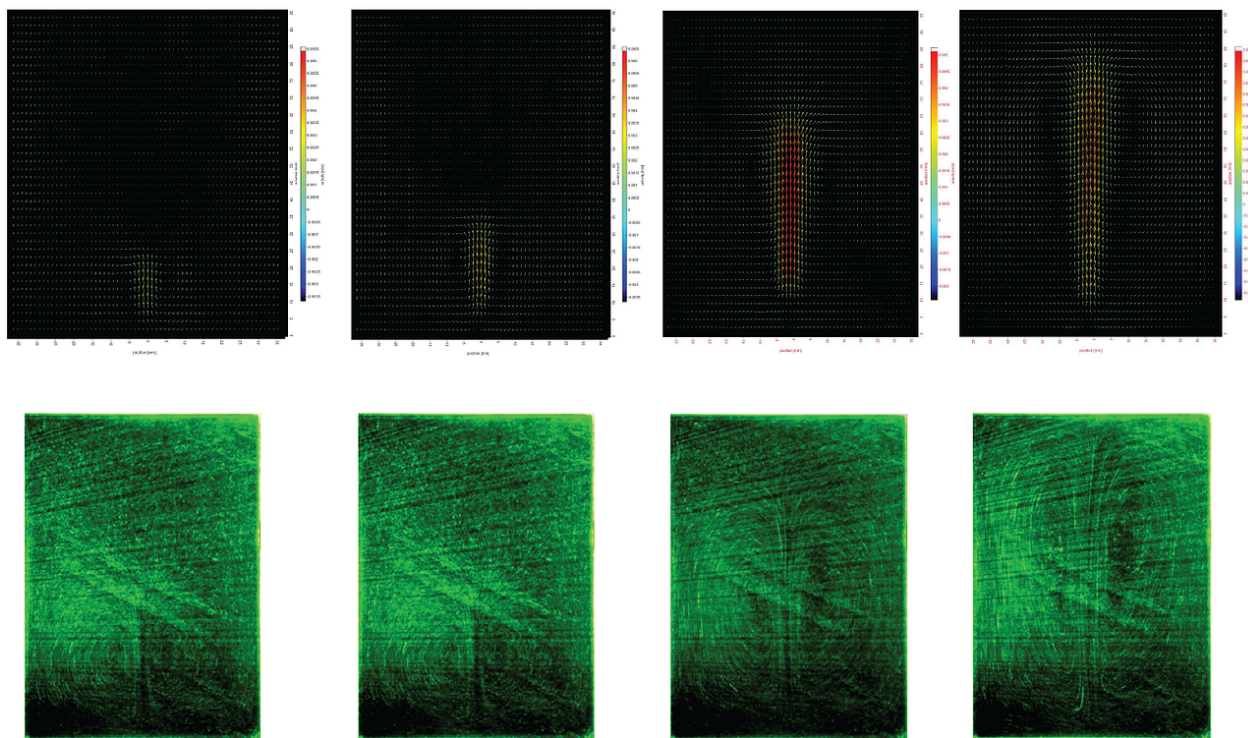


Рисунок 3.6 — Векторные поля скорости, полученные методом PIV, и соответствующие линии тока, полученные методом наложения фотографий.

Так, на начальном этапе вблизи поверхности нагревателя образуется сферический температурный пограничный слой, и перенос тепла имеет преимущественно теплопроводный характер. Спустя некоторое время происходит разрушение пограничного слоя, сопровождающееся возникновением конвективного течения. В то же время, фронт тепловой волны начинает медленно удаляться от источника (рис. 3.5а). Более нагретая всплывающая жидкость образует узкий канал, а границы фронта начинают расширяться, образуя тепловую шапку (рис. 3.5б). В результате тепловой фронт принимает форму гриба (рис. 3.5в). Как и в осесимметричном случае, после достижения плюмом некоторого размера его скорость роста остается постоянной (рис. 3.5г). Соответствующие экспериментальные поля скорости и треки светорассеивающих частиц показаны на рисунке 3.6.

Согласно методике, описанной в предыдущем разделе, определяется высота теплового плюма как функция времени (рис. 3.7,а). На зависимости  $H(t)$  можно выделить центральную область, которая с хорошей степенью точности аппроксимируется прямой. Тангенс угла наклона этой прямой позволяет найти скорость равномерного движения теплового фронта  $W$ .

Помимо участка прямолинейного движения графики содержат начальный и конечный этапы, на которых граница тепловой волны имеет отличное от нуля

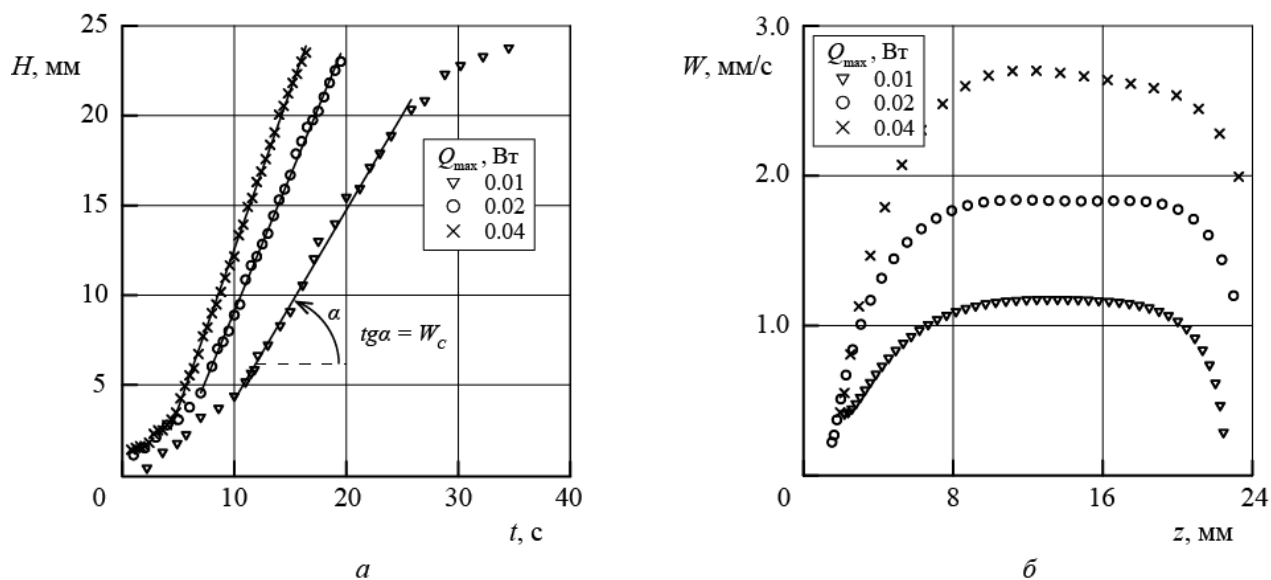


Рисунок 3.7 — График изменения высоты плюма  $H$  со временем при различных мощностях подогрева  $Q_{max}$  (а) и профили мгновенной скорости  $W$  роста теплового фронта вдоль вертикальной оси  $z$ , соответствующие выбранным мощностям (б).

ускорение. С целью детального изучения поведения плюма определяется значение мгновенной скорости движения фронта  $W(z)$ . Для этого по дискретному набору экспериментальных точек  $H(t)$  вычисляются центральные разности. По той причине, что процесс при различных мощностях подогрева имеет разную продолжительность, удобнее использовать профиль мгновенной скорости вдоль оси  $z$  (рис. 3.7б).

Как и в случае безграничного объема, в задаче с узким вертикальным слоем на полученном распределении мгновенной скорости  $W(z)$  хорошо различимы участки неравномерного движения тепловой волны. Во время формирования шапки плюма скорость роста теплового фронта постепенно возрастает до тех пор, пока не достигнет определенного постоянного значения. На продолжительность такого процесса в значительной мере оказывают влияние инертность нагревателя и число Прандтля рабочей жидкости [40]. По мере приближения тепловой волны к верхней границе наблюдается постепенное уменьшение скорости, а конвективный перенос тепла в вертикальном направлении замедляется.

Используя формулу 3.5, можно рассчитать мгновенное значение скорости движения фронта тепловой волны, а затем сравнить полученный результат с экспериментом. Предполагается, что на участке равномерного движения плюма



величина мгновенной скорости имеет смысл постоянной скорости движения теплового фронта. Исходя из этого, скорость  $W$  определяется средней высотой плато на рис. 3.7б.

Полученные экспериментальные значения  $W$  подчиняются корневому закону с погрешностью, не превышающей 7% (изображено точками на рис. 3.8а). Пунктирной линией на графике показано изменение скорости для постоянных мощностей в случае безграничного объема (согласно уравнению 3.1), а сплошной – с учетом инертности нагревателя (уравнение 3.5).

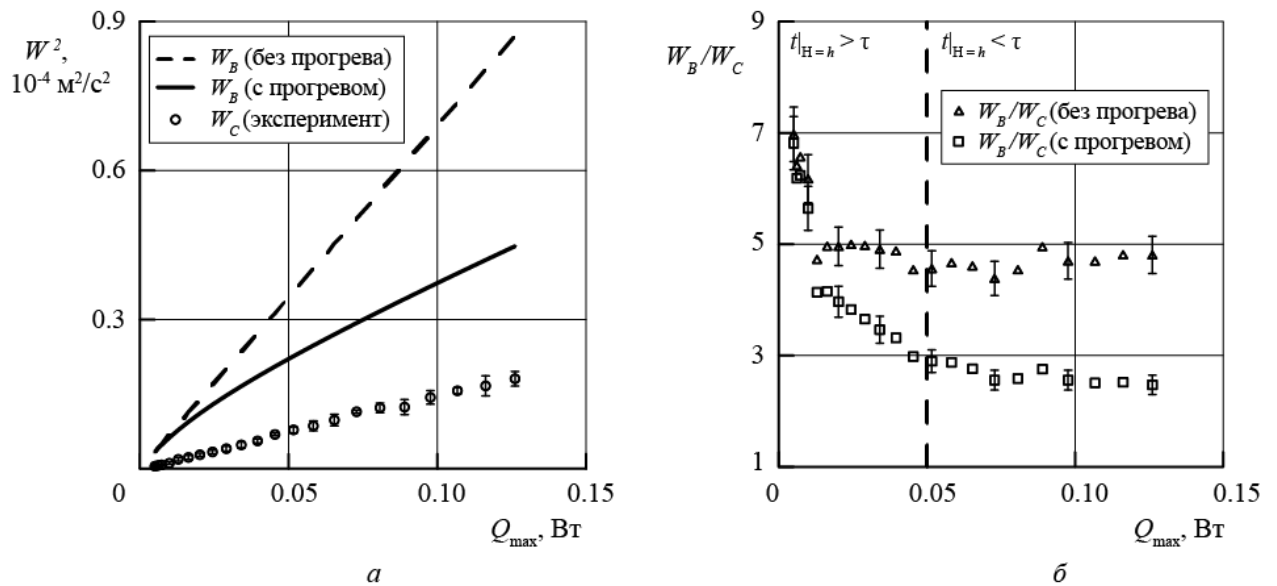


Рисунок 3.8 — Функция квадратов скоростей распространения фронта тепловой волны, найденных в эксперименте и рассчитанных из уравнений 3.1 и 3.5 для случаев без учета и с учетом прогрева соответственно (а), отношение рассчитанной скорости к экспериментальной в зависимости от мощности источника тепла (б).

Обе кривые плохо описывают результаты эксперимента в узком слое. При этом рассчитанная скорость оказывается значительно выше экспериментальной. Так, без учета прогрева отношение скоростей может составлять от 5 до 7 в зависимости от интенсивности подогрева (на рис. 3.8б обозначено треугольниками). В случае введения поправки 3.5, разница между скоростями становится меньше (квадраты на рис. 3.8б). Точность предсказания повышается по мере уменьшения продолжительности процесса до тех пор, пока время развития плюма не достигнет  $\tau$ . При длительности процесса дольше  $\tau$  отношение скоростей в пределах погрешности остается постоянным. Таким образом, чем больше времени требуется для развития плюма, тем менее значимым оказывается прогрев нагревателя.

Учет поправки 3.5 приближает теоретическую кривую к экспериментальной. Тем не менее, даже в лучшем случае, их значения отличаются вдвое, что связано с влиянием стенок конвективной ячейки. Наличие твердых границ приводит к возрастанию гидродинамического сопротивления по сравнению с бесконечным слоем, а, следовательно, к уменьшению скорости распространения тепла за счет конвекции. Поэтому отношение рассчитанной и измеренной скоростей должно увеличиваться с ростом числа Прандтля. Таким образом, появляется необходимость обобщения используемой математической модели 3.1 на случай развития плюма в ограниченном пространстве.

### 3.3 Численный эксперимент

#### 3.3.1 Математическая постановка задачи

Исследуемая в численном эксперименте область имитирует экспериментальную установку и представляет собой прямоугольную полость (рис. 3.9) высотой  $h = 24$  мм, шириной  $l = 28$  мм и толщиной  $d = 4$  мм, заполненную жидкостью, которая нагревается снизу точечным источником тепла радиусом  $r$ .

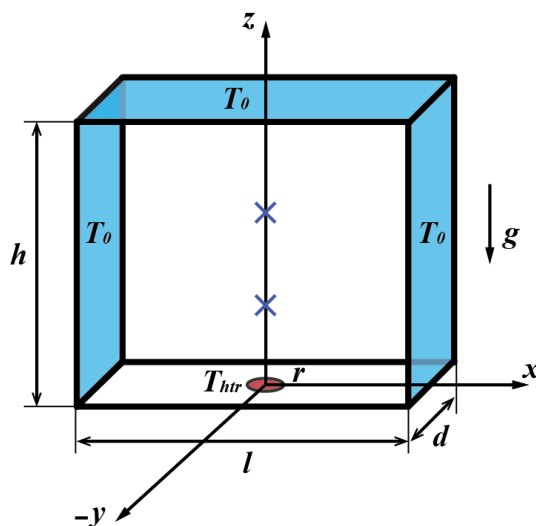


Рисунок 3.9 — Схематическое представление исследуемой области



С центром нагревателя связан ноль лабораторной системы координат. Ось  $z$  выбирается параллельной вектору ускорения свободного падения  $\vec{g}$  и проходит через центры верхней и нижней грани. Ось  $x$  лежит в плоскости основания на половине толщины рабочего слоя  $d$ , а ось  $y$  проходит через середины ширин. Специфика проведения тепловизионной съемки, применяемой в лабораторных условиях для наблюдения динамики поля температуры, во многом определило геометрию задачи (в эксперименте толщина слоя  $d$  значительно меньше двух других размеров).

Численное моделирование эволюции теплового плюма выполняется во встроенном в Ansys CFX решателе методом конечных объемов. Движение жидкости внутри расчетной области предполагается ламинарным, а, ввиду малых скоростей движения, диссипация энергии за счет сил внутреннего трения не учитывается. Согласно открытой справочной документации, в CFX течение описывается системой уравнений Навье-Стокса в размерном виде, которая включает в себя закон сохранения импульса

$$\partial_t u + u \cdot \nabla u = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu \Delta u + g\beta (T - T_0) \quad (3.6)$$

уравнение переноса полной энергии

$$\partial_t I + \nabla \cdot (uI) = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - P (\nabla \cdot u) + S_E \quad (3.7)$$

и уравнение неразрывности

$$\nabla \cdot u = 0. \quad (3.8)$$

В записи уравнений приняты следующие обозначения:  $u$  – вектор скорости,  $P$  – давление,  $T$  – температура,  $\rho$  – плотность,  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $\beta$  – коэффициент объемного расширения,  $I$  – полная энтальпия,  $S_E$  – мощность источника тепла,  $\lambda$  – теплопроводность жидкости,  $g$  – вектор гравитационного ускорения,  $T_0 = 300K$  – начальная температура жидкости.

Краевая задача решается в трехмерной постановке. Система исходных уравнений дополняется граничными и начальными условиями. В начальный момент времени температура жидкости постоянна, а течение отсутствует. На твердых границах задается условие прилипания. Верхняя граница считается изотермической и выполняет роль холодильника  $T(z = h) = T_0$ . На нижней границе задается

распределение температуры 2.8, локализирующее область нагрева внутри диска радиусом  $r$ . Для изучения эффекта влияния теплопроводности границ на скорость роста конвективного факела, на боковых стенках, в зависимости от реализации, задаются различные граничные условия: или адиабатические  $\nabla T = 0$ , или первого  $T = T_0$ , или третьего рода  $q = \alpha(T - T_0)$ , где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи.

В качестве рабочих жидкостей, были рассмотрены гептан, вода и этиловый спирт, теплофизические параметры которых приведены в таблице 4.

Таблица 4 — Используемые теплофизические параметры жидкостей

Жидкость	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$\nu \cdot 10^7$ , м <sup>2</sup> /с	$\chi \cdot 10^8$ , м <sup>2</sup> /с	$\beta \cdot 10^3$ , 1/К	$Pr$
Гептан	675	5.91	8.44	1.3	7
Этанол	789	15.2	8.87	1.1	17
Вода	998	15	21.7	0.15	6.9

Для дискретизации используется структурированная расчетная сетка с пространственным разрешением 0.2 мм. Таким образом, количество узлов по ширине составило 140. По высоте количество расчетных узлов лежало в интервале от 70 до 280, в зависимости от геометрии расчета. Толщина изменялась от 20 до 140 узлов. Тестирование показало, что дальнейшее сгущение сетки не оказывает влияния на результаты. Так, в ходе проверки сетка уплотнялась вчетверо, при этом полная кинетическая энергия в ячейке увеличивалась лишь на 0.76%. Выбор временного шага зависит от интенсивности нагрева и основывается на критерии Куранта, величина которого в расчетах не превышала 0.8.

Верификация численной модели подразумевала во-первых, сравнение поля температуры, полученного в расчете, с полем температуры, визуализированным в лабораторных условиях при помощи тепловизора. Также сравнивались показания реальных термодпар, установленных в лабораторной ячейке, с их смоделированными аналогами из численного эксперимента; во-вторых, проводилось сравнение расчетного поля скорости с измеренным по методу PIV.

Сравнение экспериментальных и численных результатов проводилось при следующих условиях: ячейка заполнялась гептаном, температура нагревателя превышала комнатную на  $\Delta T = 10$  К. На боковых границах задавалась постоянная температура  $T(y = \pm d/2) = T_0$ .

Тестовые расчеты показали, что тепловые условия на боковых границах не оказывают значительного эффекта на эволюцию теплового плюма. Объяснить это можно существенным различием времени роста плюма и характерным тепловым

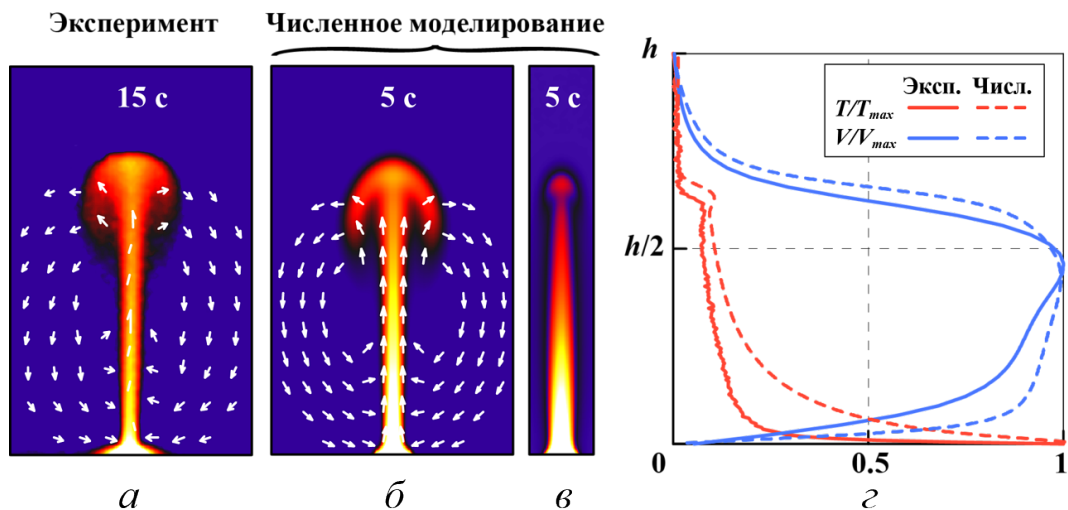


Рисунок 3.10 — Сравнение экспериментальных и расчетных полей температуры и скорости. (а) Эксперимент; (б) и (в) – расчет в плоскостях  $xz$  и  $yz$ , соответственно; (г) Профили температуры и скорости вдоль вертикальной оси  $z$ .

временем  $\tau_\chi = (l/2)^2/\chi$ . Так, верхней границы плюм достигает примерно на два порядка быстрее, чем тепло доходит до узких граней ячейки за счет молекулярного механизма переноса. Поэтому в течении эксперимента фронт тепловой волны не успевает достичь боковых границ.

### 3.3.2 Скорость роста теплового плюма

В ходе проведения расчетов изменялись геометрические размеры (высота, ширина, толщина, размер нагревателя), тепловые условия на широких границах, а также, для сравнения с натурным экспериментом, температура нагревателя. Теплофизические параметры используемых жидкостей (таблица 4) считались постоянными и независимыми от температуры. Задачей ставилось изучение динамики роста конвективного факела.

Под динамикой конвективного факела подразумевается скорость вертикального перемещения теплового фронта, удаляющегося от нагревателя по мере прогрева рабочей жидкости. Процесс развития смоделированного теплового плюма повторяет результаты натурного эксперимента. Так, при точечном подогреве жидкости в области над нагревателем формируется температурный пограничный

слой. Образовавшийся тепловой фронт ускоренно удаляется от поверхности нагревателя, а теплая жидкость начинает "расталкивать" менее нагретое вещество в стороны. Поднимающаяся жидкость образует канал, в то время как температурный фронт деформируется, формируя в верхней части тепловую шапку. Образовавшийся в результате плюм по форме напоминает гриб (рис. 3.10). После достижения факелом некоторого размера его дальнейшее развитие происходит с постоянной скоростью  $W$ .

Несмотря на качественное совпадение расчетных и экспериментальных полей (рисунок 3.10), в лабораторных условиях факел имел значительно меньшую скорость чем его смоделированный аналог. Это расхождение привело к корректировке математической постановки задачи путем учета тепловой инертности нагревателя. Для внесения адекватной поправки проводилась аппроксимация показаний термопары, используемой в лабораторной установке для контроля температуры нагревателя. Полученная функция задержки 3.3, учитывает увеличение температуры нагревателя со временем (рис. 3.11).

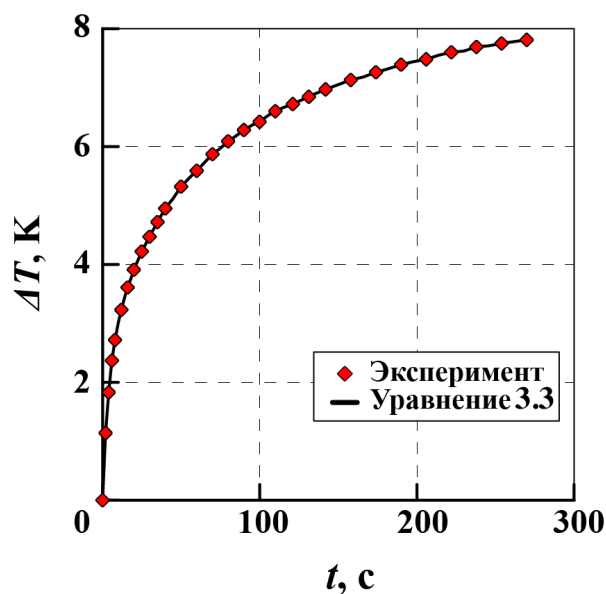


Рисунок 3.11 — Изменение температуры нагревателя со временем. Приведены показания термопар (ромбы) и аппроксимирующая кривая, используемая в расчете в качестве функции задержки.

Для лучшего сравнения с результатами численного моделирования, в натурном эксперименте скорость роста плюма измерялась двумя способами. Первый заключался в обработке серии температурных полей, полученных с известной

временной задержкой при помощи инфракрасной съемки. Вторым способом дублировал результаты первого на основании показаний дифференциальной термопары. Спай температурного датчика находились на вертикальной оси на расстоянии 15 мм друг от друга в области, где рост факела происходил равномерно (рис. 3.1). Таким образом, измеряя время, необходимое тепловому фронту на преодоление этого расстояния, можно было оценить скорость его перемещения.

На рисунке 3.12 проведено сравнение показаний сигнальной термопары и динамики разницы температур между аналогичными точками в расчете. С учетом поправки на прогрев, расхождение не превышает 4%.

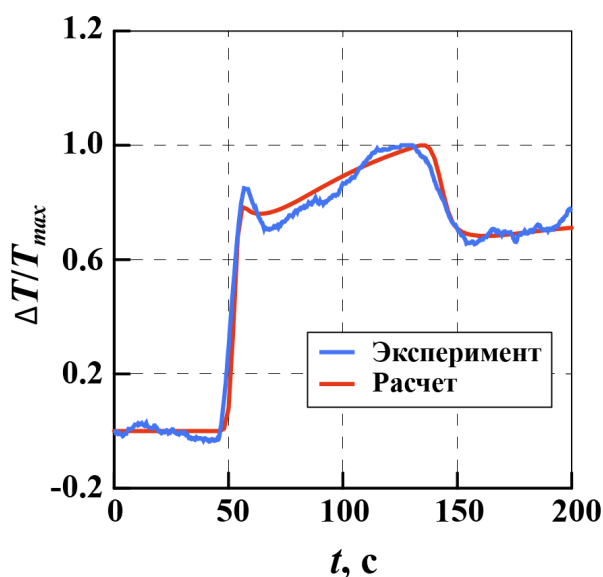


Рисунок 3.12 — Сравнение нормированного сигнала измерительной термопары и результатов численного моделирования.

Положение первого пика на термограмме совпадает со временем достижения тепловым возмущением нижнего спая сигнальной термопары. В этот момент температура его резко повышается, в то время как температура верхнего спая остается неизменной. Последующий резкий спад и сменяющий его плавный рост сигнала термопар, объясняется постепенным отдалением теплового фронта, температура которого, ввиду постоянной подпитки нагревателем, со временем увеличивается. Следующий за вторым пиком спад и дальнейшее выравнивание температур, соответствует достижению тепловым фронтом верхнего спая.

С целью проведения дополнительной верификации численной модели, проводилось сравнение расчетной и экспериментальной зависимостей скорости роста конвективного факела от степени нагрева (рис. 3.13).

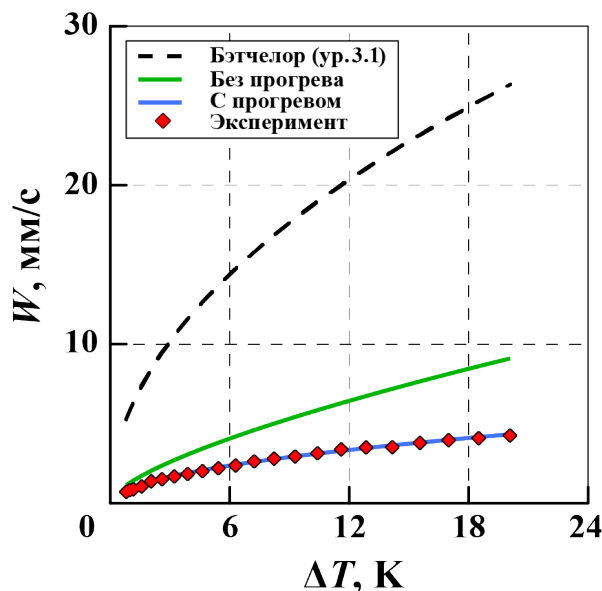


Рисунок 3.13 — Расчетные (сплошные линии) и экспериментальная (точки) зависимости скорости роста плюма в узком слое от интенсивности нагрева в сравнении с теорией Бэтчелора (пунктирная линия) для осесимметричного случая.

Точками на рисунке обозначены результаты осреднения пяти реализаций эксперимента, а сплошная линия отображает результаты численного моделирования. Расхождение полученных кривых не превышает 4%, что меньше случайной погрешности натурального эксперимента, составившей 7%. Полученная в результате функция носит степенной характер с показателем  $\approx \frac{1}{2}$ . Таким образом, используемая численная модель позволяет адекватно описать поведение плюма, наблюдаемого в лабораторных условиях.

### 3.3.3 Формула для скорости роста плюма

Формула Бэтчелора для осесимметричного случая предсказывает намного большие скорости, чем наблюдаются в узком слое в расчете и эксперименте (рисунок 3.13). Кроме того, в исходной формуле 1.2 в качестве характеристики нагрева используется мощность. Поэтому чтобы провести сравнение с известными результатами придется изменить уравнение.

Мощность нагрева связана с плотностью потока тепла и площадью нагревателя следующим образом:

$$Q = \chi C_p \rho \nabla T S, \quad (3.9)$$

где  $S = \pi r^2$  – площадь поверхности нагревателя.

Согласно общим теплофизическим соображениям, градиент температуры целесообразно выразить через тепловой напор  $\Delta T$  на средней толщине теплового пограничного слоя  $\delta_T$ :

$$\nabla T \approx \frac{\Delta T}{\delta_T}. \quad (3.10)$$

Известно, что толщина теплового пограничного слоя жидкости, набегающей на нагретую пластину находится в корневой зависимости от расстояния пройденного потоком, его скорости и теплопроводности жидкости [140]. Конвективный поток движется вдоль нагревателя со скоростью  $U$  и до момента всплытия проходит расстояние, равное радиусу  $r$ . Поэтому среднюю толщину теплового пограничного слоя над поверхностью локального источника тепла можно выразить как

$$\delta_T \sim \sqrt{\frac{\chi r}{U}}. \quad (3.11)$$

Схематично, конфигурация пограничного слоя представлена на рисунке 3.14.

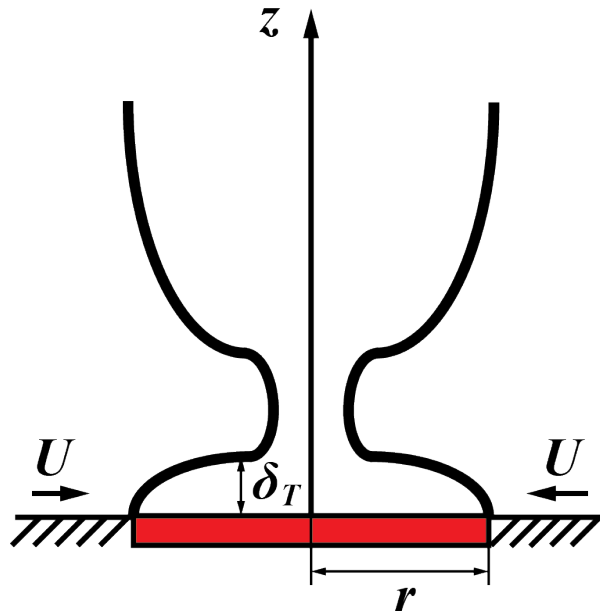


Рисунок 3.14 — Схема структуры теплового пограничного слоя вблизи поверхности локализованного источника тепла.

Значение  $U$  крайне сложно определить в эксперименте. С другой стороны, вдоль линии тока над нагревателем скорость течения остается постоянной. Это



позволяет произвести оценку на основании баланса сил Архимеда и вязкого трения:

$$g\beta\Delta T = \frac{\nu U}{\delta_T^2}. \quad (3.12)$$

Подстановка решения уравнения 3.12 в выражение для толщины пограничного слоя 3.11 позволяет избавиться от скорости:

$$\delta_T = \sqrt[4]{\frac{\chi r \nu}{g\beta\Delta T}}. \quad (3.13)$$

Это выражение может быть переписано в более компактной форме через число Рэлея, определенное по радиусу нагревателя (вторая глава, уравнение 2.1):

$$\delta_T = r Ra^{-1/4}. \quad (3.14)$$

Совмещение уравнений 3.13, 3.10, 3.9 и их подстановка в 1.2, совместно с поправкой Ворстер (уравнение 3.5), позволяет переписать формулу Бэтчелора в следующем виде:

$$W = k\sqrt{\pi} \cdot \sqrt{\frac{\ln \varepsilon^{-2}}{2\pi}} \cdot \left[ \left( \frac{g\beta\Delta T}{\nu} \right)^5 \left( \frac{\chi}{r} \right)^3 \right]^{1/8}. \quad (3.15)$$

Проверить справедливость полученного выражения можно сравнив значения скорости рассчитанные по формуле, с результатами численного эксперимента. На рис 3.15 показана зависимость скорости роста теплового плюма от кратного изменения параметров рабочей среды.

Для удобства представления скорость и величины всех параметров нормированы на соответствующие значения в ячейке толщиной 4 мм шириной 28 мм и высотой 24 мм заполненной гептаном. Иными словами,  $n = 2$  означает двукратное отличие какого-либо параметра в сравнении с соответствующим значением у гептана. Рассчитанные точки хорошо ложатся на кривую, предсказанную уравнением 3.15. Отличие значений не превышает 5%.

Стоит отметить отсутствие в уравнении 3.15 каких-либо геометрических параметров задачи, кроме размеров нагревателя  $r$ . Объяснить это можно тем, что в осесимметричном случае развития плюма в бесконечном объеме единственным параметром, имеющим размерность длины, остается радиус. Таким образом, в уравнении 3.15 удобно произвести замену с использованием числа Рэлея  $Ra$  из

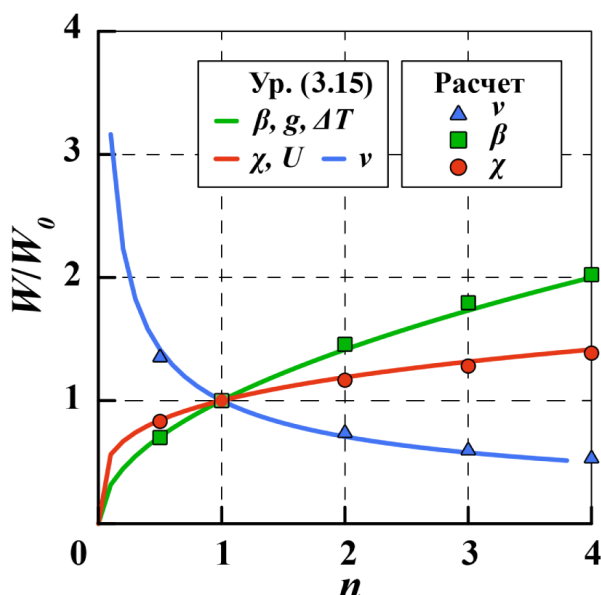


Рисунок 3.15 — Зависимость нормализованной скорости роста теплового плюма от кратного изменения различных параметров рабочей среды.

уравнения 2.1, и итоговое выражение можно будет переписать в более компактном виде:

$$W = k\sqrt{\pi} \cdot \sqrt{\frac{\ln \varepsilon^{-2}}{2\pi}} \cdot \frac{\chi}{r} \cdot Ra^{5/8}. \quad (3.16)$$

Если заметить, что  $1/\sqrt{\pi} \approx 0.57$ , то в уравнении 3.16 можно сократить коэффициент пропорциональности  $k = 0.57$ :

$$W = \sqrt{\frac{\ln \varepsilon^{-2}}{2\pi}} \cdot \frac{\chi}{r} \cdot Ra^{5/8}. \quad (3.17)$$

Полученное выражение пригодно для оценки скорости роста осесимметричного развитого плюма, в случае постоянной температуры нагревателя.

### 3.3.4 Влияние границ на развитие теплового плюма

Описанная численная модель использовалась для выявления влияния геометрических размеров и тепловых граничных условий на скорость роста конвективного факела.

В ходе исследования рассматривается расчетная область, имитирующая лабораторную кювету ( $h = 24$  мм,  $l = 28$  мм,  $d = 4$  мм) с радиусом нагревателя

$r = 1$  мм. Параметры исследуемой жидкости соответствуют гептану (таблица 4). Температура нагревателя превышает комнатную на  $\Delta T = 10$  К ( $Ra = 2.5 \cdot 10^3$ ). Для упрощения анализа результатов не учитывается время прогрева нагревателя.

В ходе проведения расчетов, на широких гранях ( $y = \pm d/2$ ) устанавливались различные тепловые условия: постоянная температура, конвективная теплоотдача (условие третьего рода) с коэффициентом  $\alpha = 4$  Вт/(м<sup>2</sup>·К), а также тепловая изоляция границ. Исходя из результатов численного моделирования (рис. 3.16), на первом этапе происходит ускоренный рост плюма. Он сменяется участком с постоянной скоростью. По мере приближения к верхней границе скорость плюма замедляется. Те же эффекты наблюдались в эксперименте (рис. 3.7).

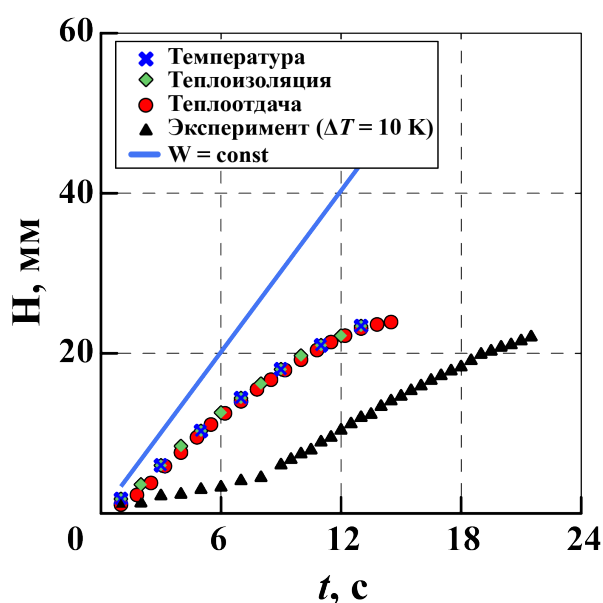


Рисунок 3.16 — Изменение высоты плюма со временем для различных тепловых условиях на боковых границах.

Несмотря на различные тепловые условия, полученные зависимости с хорошей точностью (расхождения кривых на приведенном графике не превышают 2%) повторяют друг друга. Таким образом, в том случае, когда скорость роста оказывается высока по сравнению с релаксационными процессами (время всплытия плюма  $t \ll (d/2)^2/\chi$ ), тепловые условия на границах оказывают слабое влияние на развитие конвективного факела и в большинстве случаев их действием можно пренебречь.

Исследование влияния размеров полости заключалось в изменении одного из геометрических параметров, при фиксированном значении остальных. Основание исследуемой полости имеет прямоугольную форму, что означает равноправие

толщины  $d$  и ширины  $l$  относительно оказываемого ими влияния на скорость роста плюма. Поэтому в работе варьируется только толщина рабочего слоя  $d$ , в то время как остальные параметры остаются постоянными и принимают ранее приведенные значения ( $h = 24$  мм,  $l = 28$  мм). Расчет проводился для трех различных жидкостей – воды, этанола и гептана (используемые теплофизические параметры приведены в таблице 4) при температуре  $\Delta T = 10$  К, что соответствует числам Рэлея  $Ra = 2.5 \cdot 10^3$ ,  $Ra = 0.8 \cdot 10^3$  и  $Ra = 0.46 \cdot 10^2$ .

На рисунке 3.17 приведена зависимость скорости роста конвективного факела, нормированной на скорость в бесконечном слое  $W_{d \rightarrow \infty}$ , от толщины рабочего слоя.

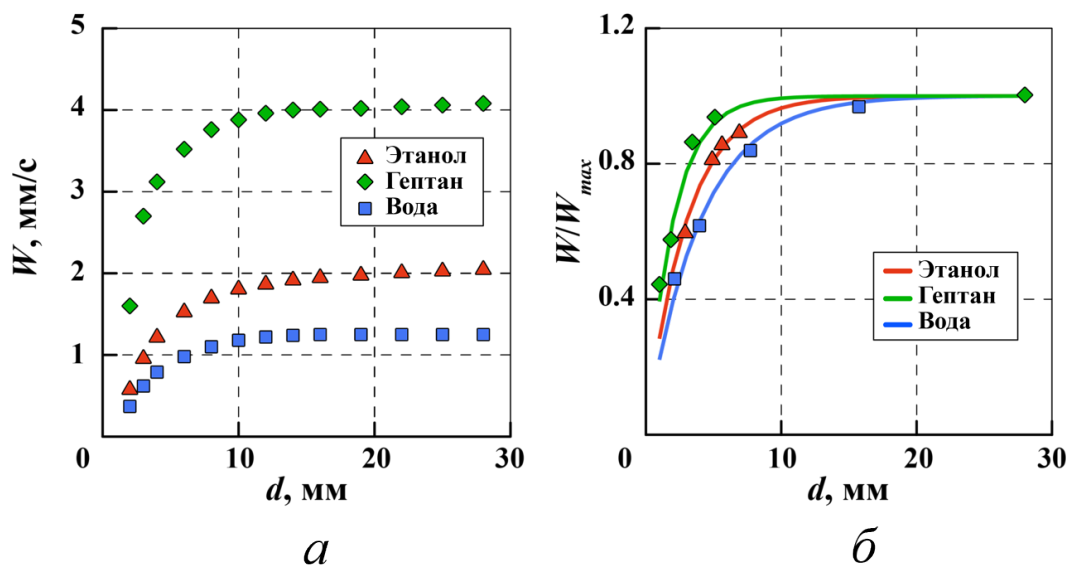


Рисунок 3.17 — Размерная (а) и нормированная (б) зависимости скорости роста конвективного факела от толщины слоя жидкости.

Для каждой жидкости, полученная кривая имеет асимптоту, причем быстрее остальных насыщения достигает гептан, развиваясь в котором факел практически перестает чувствовать границы уже на толщине  $d = 15$  мм. Кажется очевидным, что замедление роста при уменьшении толщины слоя связано с усилением гидродинамического сопротивления. Поэтому упорядочивание полученных результаты привела к аппроксимации экспериментальных точек выражением:

$$\frac{W}{W_{d \rightarrow \infty}} = 1 - \frac{C(\nu, \chi)}{\sqrt[3]{d}}, \quad (3.18)$$

где  $C(\nu, \chi)$  – некоторый коэффициент, зависящий от теплофизических параметров жидкости. Похоже, что в первую очередь его величина, зависит от вязкости и температуропроводности, ведь на рисунке 3.17 кривые для этанола ( $\nu_{C_2H_5OH} =$

$15.2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ ) и воды ( $\nu_{H_2O} = 15.0 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ ) легли рядом, в то время как функция гептана ( $\nu_{C_7H_{16}} = 5.91 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ ) расположилась выше и левее. Отдельно эта зависимость не исследовалась, однако можно утверждать, что чем выше значение вязкости, тем меньше коэффициент  $C(\nu, \chi)$ . Так, для воды и этанола он оказался  $C(\nu, \chi) \approx 3.35 \pm 0.05$ , а для гептана  $C(\nu, \chi) = 2.6$ . Следовательно, толщина рабочего слоя по разному сказывается на различных жидкостях. Причем сильнее наличие границ ощущается жидкостями с высокой вязкостью и температуропроводностью.

В проведенных исследованиях изменялась не только толщина и ширина, но и высота полости. Однако ни увеличение высоты ячейки в четыре раза, ни ее уменьшение в половину, не привели к хоть сколько-нибудь значимому изменению скорости развития плюма. Таким образом, по результатам расчета, высота слоя не оказывает влияние на скорость роста конвективного факела. Стоит отметить, что это справедливо для установившегося, стационарного, состояния плюма, движущегося с постоянной скоростью вдали от нижней и верхней границ.

На рисунке 3.18 показана зависимость скорости роста конвективного факела от радиуса круглого нагревателя. Для удобства сравнения с экспериментом, на графике скорость развития факела представлена как отношение скорости, полученной в расчете, и скорости, наблюдаемой в лабораторной ячейке ( $W_0 = W(r_0 = 4)$ ).

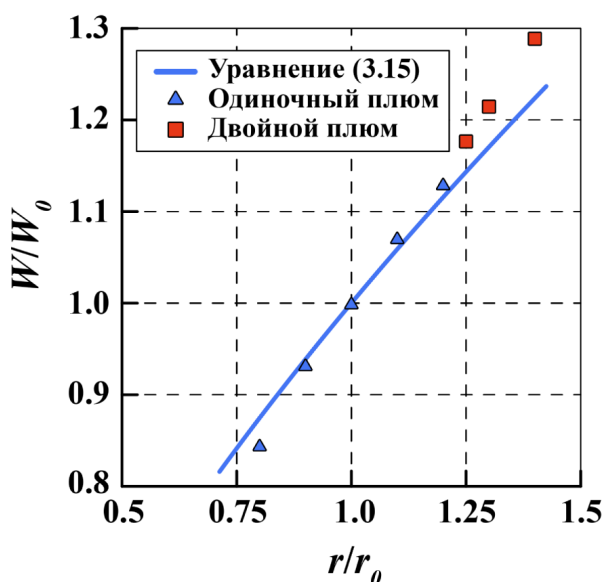


Рисунок 3.18 — Нормированная зависимость скорости всплытия теплового плюма от размеров нагревателя.

Увеличение размера нагревателя, при прочих фиксированных параметрах, приводит к увеличению скорости всплытия плюма. В исследованном интервале радиусов, точки полученные в численном эксперименте описываются уравнением 3.15 с погрешностью не превышающей 7%. Кроме того, по достижении определённого значения радиуса (на приведенном графике оно соответствует  $r/r_0 = 1.25$  и обозначено красным цветом) в области над нагревателем возникают уже не один, а два обособленных конвективных факела. Соответствующая конфигурация течения также изменяется. Наблюдаемое разделение является закономерным развитием теплового пограничного слоя, подробно описанного во второй главе. Тем не менее, в узком слое разделение плюмов происходит несколько иначе, нежели в осесимметричном случае.

Если для единственного факела характерным является двухваликовое течение, то появление раздвоенного плюма приводит к образованию четырех конвективных валов. Стоит отметить необычное поведение температурного поля в плоскости узких граней (рис. 3.19).

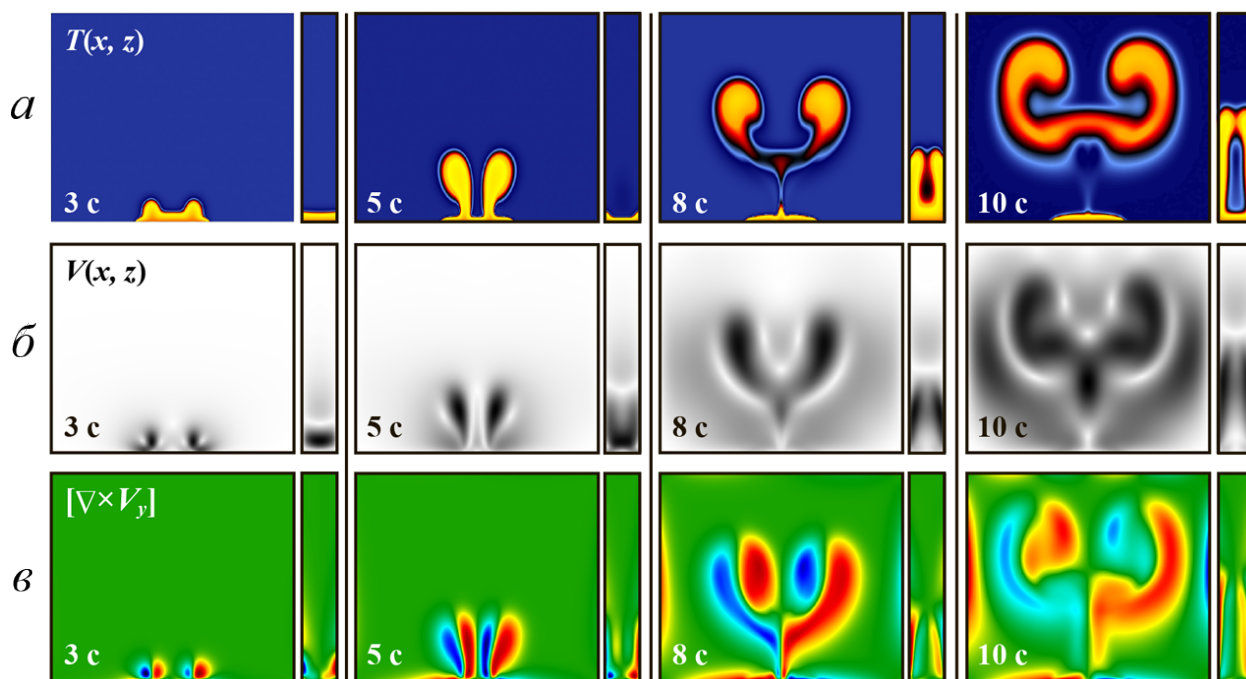


Рисунок 3.19 — Эволюция раздвоенного плюма. На рисунке показаны поля температуры (а), скорости (б) и компоненты ротора скорости, перпендикулярной плоскости наблюдения (в).

В случае, когда размер нагревателя оказывается близким к толщине рабочего слоя, основной теплоперенос происходит вдоль твердых границ, в то время

как в середине толщины течение практически отсутствует. По достижении некоторого размера тепловые шапки отдельных плюмов объединяются, образуя в плоскости узких граней замкнутую «тепловую клетку». Раздвоение плюма на начальном этапе не позволяет использовать перемещение теплового фронта в качестве характеристики скорости развития конвективного факела, поэтому оценки влияния этого эффекта не проводились.

### 3.4 Выводы по третьей главе

Проведены экспериментальное и численное исследования развития теплового плюма в узком вертикальном слое. Для регистрации температурных полей в лабораторных условиях применялась инфракрасная съемка, которая позволила наблюдать распределение тепла в плоскости соприкосновения рабочей жидкости и твердой стенки. Наблюдаемые этапы развития теплового плюма качественно совпадают с этапами, описанными ранее для бесконечного объема. Выполнена оценка влияния инертности нагревателя на локальность подогрева и скорость распространения фронта тепловой волны. Отмечена необходимость учета прогрева нагревателя, особенно в случае длительного процесса, когда время развития плюма оказывается больше времени тепловой релаксации.

Получен степенной закон, связывающий скорость роста конвективного факела с мощностью источника тепла. Показано, что скорость распространения теплового фронта в узком слое существенно ниже скорости в отсутствие боковых границ.

Сравнение результатов эксперимента с проведенным численным расчетом позволило выявить зависимость скорости роста теплового плюма от геометрии задачи и условий подогрева. Замечено, что толщина слоя сильнее сказывается на развитии теплового факела в жидкостях с высокой вязкостью и температуропроводностью. Проведено исследование влияния размеров нагревателя на скорость роста теплового плюма. По результатам проведенных расчетов, при постоянной температуре нагревателя, скорость роста плюма растет с увеличением радиуса источника тепла. Итоговое выражение для нахождения скорости роста плюма, с учетом влияния толщины рабочего слоя и размеров нагревателя, имеет следующий вид:



$$W = k\sqrt{\pi} \cdot \sqrt{\frac{\ln \varepsilon^{-2}}{2\pi}} \cdot \frac{\chi}{r} \cdot Ra^{5/8} \cdot \left[ 1 - \frac{C(\nu, \chi)}{\sqrt[3]{d}} \right]. \quad (3.19)$$

Найденное значение коэффициента пропорциональности  $k$  для разных жидкостей приведено в итоговой таблице 5:

Таблица 5 — Коэффициент пропорциональности  $k$  для разных жидкостей

	Вода	Гептан	Этанол	Среднее
Эксперимент	$0.56 \pm 0.03$	$0.56 \pm 0.02$	$0.57 \pm 0.02$	$0.56 \pm 0.03$
Расчет	$0.568 \pm 0.004$	$0.565 \pm 0.004$	$0.563 \pm 0.004$	$0.565 \pm 0.004$

Среднее значение коэффициента пропорциональности связывающего скорость развития теплового плюма с условиями подогрева составляет  $k = 0.56 \div 0.57$ , что хорошо согласуется с результатами для осесимметричного плюма, приведенными в работе [40].

Таким образом, в главе было показано, что для адекватного предсказания скорости роста теплового плюма требуется модификация известной математической модели на случай конечной толщины рабочего слоя.

## Глава 4. Стационарные конвективные режимы в узком вертикальном слое при локальном подогреве

### 4.1 Введение

Установившиеся конвективные течения, возникающие под действием локальных нагревателей, активно исследуются со второй половины 20-го столетия. Так, еще в 1976 году в работе [141] были описаны результаты численного моделирования прямоугольного канала, одна из стенок которого находится при постоянной температуре, а на противоположной стороне располагается компактный нагреватель. Результаты показали сложную зависимость между формой конвективных структур, и интенсивностью теплообмена.

В последующие годы различными научными коллективами были рассмотрены всевозможные расположения локальных источников тепла внутри закрытой полости [142—144]. Проводились как экспериментальные [145], так и численные исследования [146; 147]. Было показано существенное влияние граничных условий на форму конвективных структур [78; 148], а значит и на интенсивность теплообмена. Помимо одиночного рассматривались наборы локальных нагревателей [149—152], взаимным расположением которых исследователям удавалось управлять потоком, например, изменяя направление закрутки и количество конвективных валов [153].

Изначально задача о конвекции от точечного источника тепла представляла, по меньшей мере, фундаментальный интерес. Однако со временем, в основном, в связи с бурным развитием полупроводниковой промышленности, проблема теплоотдачи от локализованных источников тепла приобрела еще и прикладной характер. Например, проблемы конвективного охлаждения многоядерного процессора подробно обсуждались в работе [154]. В результате объединения нескольких ядер в один элемент, распределение температуры на поверхности CPU будет зависеть от интерференции тепловых потоков от каждого отдельного источника, а для оптимизации теплообмена и во избежание локального перегрева корпуса устройства необходимы сведения о форме возникающих в окружающем пространстве конвективных структур.

Кроме отведения тепла от электронных компонентов, конвективное течение от локализованного источника тепла может послужить для измерительных целей. Так, в некоторых акселерометрах по отклонению конвективного факела от оси определяется интенсивность внешнего инерционного воздействия [155; 156]. Инженеры, разрабатывающие такие устройства, сталкиваются с проблемами обеспечения устойчивого режима течения в широком диапазоне параметров, и одним из способов добиться желаемой цели является ограничение степеней свободы [157; 158]. Использование тонких слоев позволяет не только повысить предсказуемость течения, но и облегчает интерпретацию причин искажения поля температуры в акселерометрах [159].

Несмотря на большую устойчивость конвективных течений в плоских слоях, известно, что, как и в трехмерном случае, в зависимости от интенсивности нагрева в одной и той же геометрии могут наблюдаться различные течения [160—163]. Чувствительность конвективных датчиков пропорциональна искажению температурного поля в рабочей полости, а поэтому инженеров интересует максимально возможная интенсивность нагрева, позволяющая сохранить симметрию течения [164].

Несмотря на широкую область применимости, известные исследования посвящены, в основном, частным случаям течений в конкретной геометрии, в то время как вопросу обобщения знаний о конвективных структурах от локализованного источника тепла уделено относительно мало внимания в специализированной литературе [165]. В частности, насколько нам известно, упущена из рассмотрения задача о влиянии интенсивности нагрева, размеров нагревателя и рабочей полости, а также тепловых граничных условий на форму конвективного течения и теплообмена в плоских вертикальных слоях, что и является предметом настоящего обсуждения.

В главе описаны результаты натурного и численного экспериментов, направленных на выявление влияния условий организации течения на его структуру, а также на интегральные характеристики теплообмена. Показано существование, как минимум, двух конвективных режимов, сменяющих друг друга по мере увеличения числа Рэлея. При слабом локализованном нагреве снизу невысокой прямоугольной ячейки в полости организуется симметричное двухваликовое течение. Усиление нагрева выше определенного порогового значения приводит к потере течением зеркальной симметрии, влекущее замедление скорости роста числа Нуссельта с увеличением числа Рэлея.

## 4.2 Математическая постановка задачи

В работе исследуется установившееся течение в ограниченном твердыми границами тонком вертикальном слое жидкости, возникающее под действием локального подогрева снизу. Проблема рассматривается с двух сторон: с одной, проводится лабораторный эксперимент, с другой – численное моделирование.

Так как в тонких слоях основное течение происходит на плоскости, численная задача решается в двухмерной постановке, а соответствующая геометрия представляет собой прямоугольник высотой  $H$  и шириной  $L$ . Прямоугольник ориентирован таким образом, что его нижняя граница совпадает с осью  $x$  декартовой системы координат. Вектор гравитационного ускорения  $\vec{g}$  направлен вниз и параллелен вертикальной оси  $y$ , лежащей на середине исследуемой области. Течение создается нагревателем радиусом  $R$ , центр которого совпадает с началом координат. Схематичное представление рабочей полости приведено на рисунке 4.1.

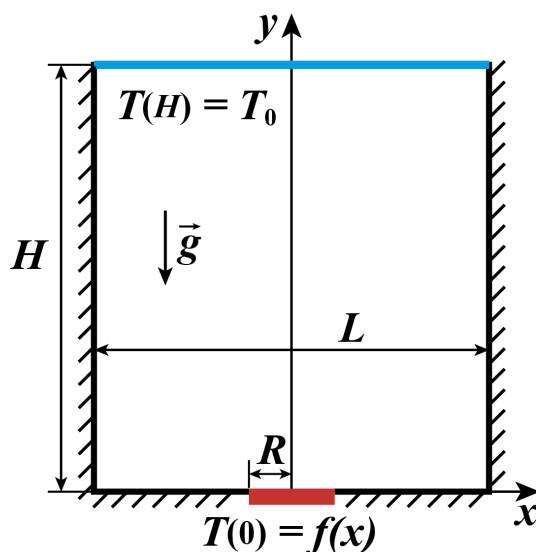


Рисунок 4.1 — Схематичное изображение расчетной области

Аналогично подходу, предложенному в работе [166], для имитации третьего измерения тонкого вертикального слоя в уравнение движения жидкости добавляется объемная сила  $F_z$ , которая отвечает за вязкое трение о боковые стенки в направлении  $z$ , перпендикулярном плоскости основного течения  $xy$ :

$$F_z = -12 \frac{\nu u}{d_z^2}, \quad (4.1)$$

где  $\nu$  – кинематическая вязкость рабочей среды,  $u$  – модуль скорости потока,  $d_z$  – толщина имитируемого слоя.

Течение жидкости внутри расчетной области предполагается ламинарным, а диссипация энергии за счет сил внутреннего трения не учитывается. В этом приближении течение описывается системой уравнений Навье-Стокса в размерном виде, которая включает в себя закон сохранения импульса:

$$\partial_t u_i + \partial_j (u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \partial_i P + \nu \partial_j [(\partial_j u_i + \partial_i u_j)] + g\beta(T - T_0)e_y + F_z, \quad (4.2)$$

уравнение теплопроводности

$$\partial_t T + (u_i \partial_i) T = \chi \partial_i^2 T, \quad (4.3)$$

и уравнение неразрывности

$$\partial_i u_i = 0. \quad (4.4)$$

В записи уравнений приняты следующие обозначения:  $P$  – давление,  $T$  – температура,  $\rho$  – плотность,  $\beta$  – коэффициент объемного расширения,  $\chi$  – теплопроводность жидкости,  $g$  – гравитационное ускорение,  $T_0$  – начальная температура жидкости.

На твердых границах задается условие прилипания ( $u = 0$ ). Верхняя граница считается изотермической и выполняет роль холодильника  $T(y = H) = T_0$ . На боковых стенках ( $x = \pm L/2$ ), в зависимости от реализации, задаются либо адиабатические условия ( $\nabla T_n = 0$ ), либо постоянная температура, равная температуре верхней границы  $T_0$ .

На нижней границе задается распределение температуры 2.8, призванное симитировать локализованный подогрев внутри области полуширины  $R$ . В качестве безразмерного управляющего параметра, характеризующего интенсивность подогрева, используется число Рэлея:

$$Ra = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\nu\chi}. \quad (4.5)$$

За характерный размер задачи принимается высота полости  $H$ .

В задаче моделируется поведение жидкой среды с постоянными свойствами, приближенными к физическим свойствам воды. Значения используемых параметров, включая число Прандтля  $Pr$ , отражены в таблице 6.

Таблица 6 — Физические свойства рабочей жидкости

$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$\nu$ , м <sup>2</sup> /с	$\beta$ , 1/К	$\chi$ , м <sup>2</sup> /с	$Pr$
998	$8.90 \cdot 10^{-7}$	$2.57 \cdot 10^{-4}$	$1.46 \cdot 10^{-7}$	6.13

В ходе проведения численного эксперимента, варьируются температура нагревателя  $\Delta T$ , размер нагревателя  $R$ , а также аспектное соотношение сторон:

$$A = L/H. \quad (4.6)$$

Система исходных уравнений решается численно, с помощью встроенного в ANSYS Fluent решателя, в узлах нерегулярной расчетной сетки, сгущающейся около нагревателя и в пристеночных областях. Общее число узлов зависит от аспектного соотношения и составляет  $4A \cdot 10^4$ . Как показало параметрическое исследование, проведенное для квадратной расчетной области при следующих параметрах:  $A = 1$ ,  $R = L/5$ ,  $Ra = 10^7$ , удвоение общего числа узлов изменяет среднюю кинетическую энергию установившегося течения не более чем на 1.6%, следовательно, дальнейшее сгущение расчетной сетки нецелесообразно.

Для сопряжения полей скорости и давления используется SIMPLE алгоритм и второй порядок аппроксимации для каждого конвективного слагаемого управляющих уравнений. Выбор временного шага основывается на величине числа Куранта, которое в ходе расчетов не превышало 0.8. Интегрирование производной по времени проводится согласно неявной схеме первого порядка.

### 4.3 Описание лабораторной установки и методика проведения эксперимента

Численный расчет сопровождается проведением натурального эксперимента. Для этих целей используется установка, схематично представленная на рисунке 4.2.

Вертикальная кювета, заполненная дистиллированной водой, высотой  $H = (28.0 \pm 0.1)$  мм, шириной  $L = (24.0 \pm 0.1)$  мм (аспектное соотношение  $A = 6/7$ ), устанавливается так, чтобы плоскость  $HL$  была параллельна гравитационному вектору  $\vec{g}$ . В работе используется несколько ячеек с толщинами рабочего слоя  $d_z$  равной  $(2.0 \pm 0.1)$  мм,  $(4.0 \pm 0.1)$  мм,  $(6.0 \pm 0.2)$  мм или  $(8.0 \pm 0.2)$  мм.

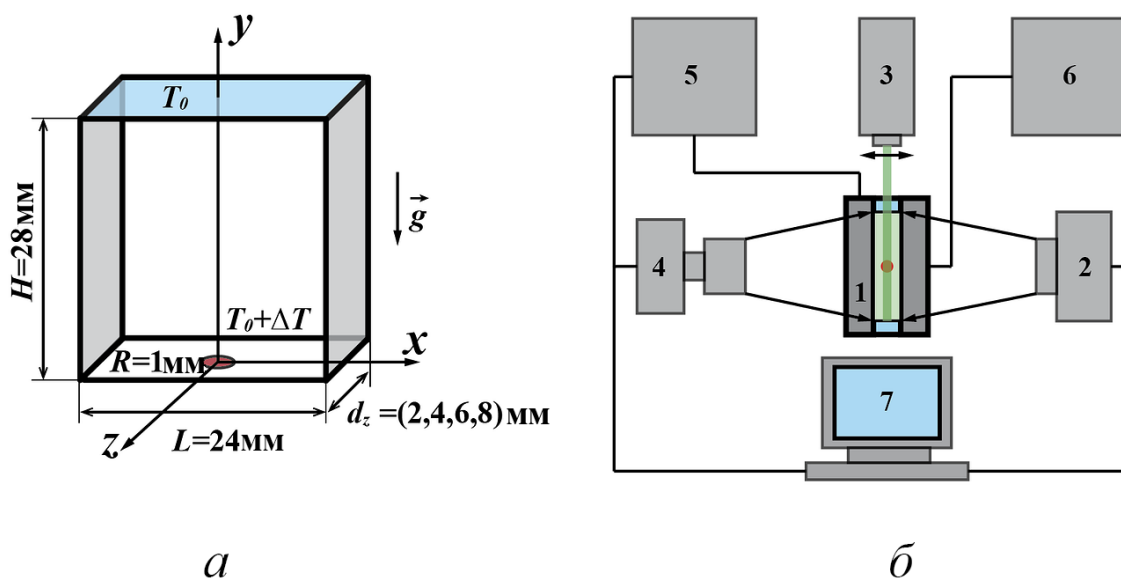


Рисунок 4.2 — а) Геометрия рабочей полости. б) Схема лабораторной установки.

Цифрами обозначены следующие элементы: 1 – измерительная кювета, 2 – тепловизор, 3 – источник постоянного лазерного излучения, 4 – фотоаппарат, 5 – блок обработки термопарных измерений и ПИД-регуляции нагрева, 6 – источник опорного напряжения, 7 – компьютер.

Широкие грани кюветы закрыты кристаллическим стеклом из фторида лития  $LiF$  толщиной  $(6.0 \pm 0.1)$  мм. Верхней границей служит массивный алюминиевый теплообменник, выполняющий роль холодильника. С боков полость ограничена стенками из органического стекла толщиной  $(10.0 \pm 0.5)$  мм. Так как теплопроводность алюминия ( $\lambda_{Al} = 236 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$  [167]) на два порядка превосходит теплопроводность фторида лития ( $\lambda_{LiF} = 4.01 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$  [167]), и на три порядка теплопроводность плексигласа ( $\lambda_{Plex} = 0.27 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$  [167]), полагается, что верхняя граница находится при комнатной температуре, в то время как боковые обеспечивают достаточную теплоизоляцию.

Нагрев осуществляется снизу, компактным нагревателем, представляющим собой медный диск радиусом  $R = 1$  мм, вмонтированный в плексигласовую плиту. Диск приводится в контакт с электрическим источником тепла – резистором сопротивлением 1 кОм. Степень нагрева регулируется изменением величины тока, текущего через резистор, и контролируется дифференциальной термопарой. Постоянная температура нагревателя обеспечивается ПИД-регуляцией.

Для визуализации возникающего течения используются полистироловые светорассеивающие частицы, освещенные со стороны узких прозрачных граней ячейки лазерным ножом. Так как скорости исследуемых течений не высоки ( $\sim$



1мм/с), для регистрации изменения положения частиц используется цифровой фотоаппарат с частотой съемки 1 Гц. Полученные последовательности изображений обрабатываются корреляционными методами PIV на оборудовании компании DaVis. Кроме того, прозрачные в инфракрасном диапазоне литийфторидные стекла позволяют измерить распределение температуры на границе соприкосновения рабочей среды и широкой стенки при помощи тепловизора Flir Titanium.

Таким образом, в ходе проведения эксперимента исследуются структурные изменения теплового и скоростного полей течений, возникающих в ячейках разной толщины при изменении температуры нагревателя.

#### 4.4 Стационарные конвективные режимы

В рамках настоящей работы исследуются форма и интегральные тепловые характеристики конвективных структур, сменяющих друг друга по мере увеличения интенсивности нагрева и/или изменении геометрических параметров исследуемой полости.

Как показывают проведенные эксперименты, после достижения плюмом верхней границы в зависимости от условий стационарный поток может быть организован по-разному. На рисунке 4.3 показаны нормированные на единицу поля скорости и температуры, наблюдаемые в лабораторной ячейке толщиной  $d_z = 4$  мм, при нагреве на  $\Delta T = 2$  К ( $Ra = 5.6 \cdot 10^5$ ).

В условиях слабого подогрева элемент теплой жидкости поднимается вверх вдоль вертикальной оси, проходящей через центр нагревателя. Постепенно разгоняясь под действием силы Архимеда, поток достигает наибольшей скорости в центральной области, затормаживаясь по мере приближения к верхней границе. Достигнув ее, поток охлаждается, двигаясь в горизонтальном направлении. Добравшись до боковой стенки, остывшая жидкость оказывается холоднее окружающей среды и начинает тонуть. Сформировавшаяся конвективная структура представляет собой два вала (рисунок 4.3а), симметричных относительно вертикальной оси, вращающихся в плоскости широких граней полости в противоположных направлениях от центра к периферии.

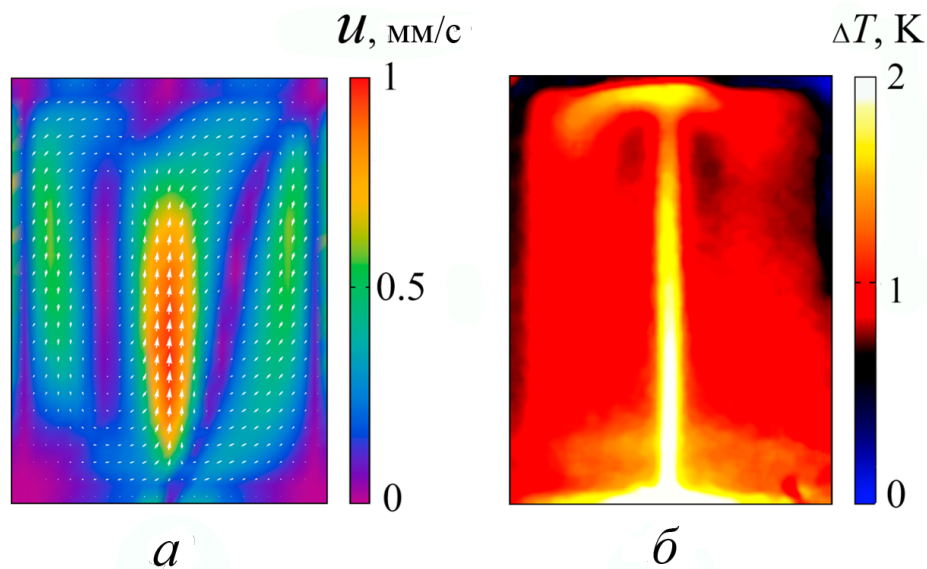


Рисунок 4.3 — Экспериментальные поля скорости и температуры.  $\Delta T = 2$  К ( $Ra = 5.6 \cdot 10^5$ ),  $A = 6/7$ ,  $R = 1$  мм и  $d = 4$  мм. Первый симметричный двухваликовый режим.

Соответствующее распределение температуры (рисунок 4.3б) принимает форму конвективного факела, представляющего собой своеобразный канал, имеющий тонкий нагретый ствол, увенчанный тепловой ”шапкой”. Видимая высокая температура в верхней области объясняется выбранной методикой наблюдения. Дело в том, что рабочая жидкость не прозрачна в инфракрасном диапазоне, поэтому тепловизор регистрирует температуру не в середине слоя, а на его границе с твердой кристаллической стенкой. Таким образом, нагретая жидкость, достигая верхней границы, растекается и соприкасается с плоскостью наблюдения, создавая на температурном поле область кажущегося перегрева. На самом деле, конечно, в центре рабочего слоя температура вблизи верхней стенки ниже, чем в стволе конвективного факела.

Увеличение интенсивности нагрева до  $\Delta T = 20$  К ( $Ra = 8.5 \cdot 10^6$ ) в той же ячейке ( $d_z = 4$  мм) приведет к организации конвективной структуры, показанной на рисунке 4.4.

В случае превышения температурой нагревателя некоторого критического значения в эксперименте наблюдается нарушение симметрии двухваликового течения. По мере усиления теплового напора конвективный факел начинает постепенно отклоняться в сторону, усугубляя асимметрию (рисунок 4.4б). Один из валов увеличивается в размерах, выдавливая второй до тех пор, пока тот не разделится на два, вращающихся в противоположных направлениях (рисунок 4.4а).

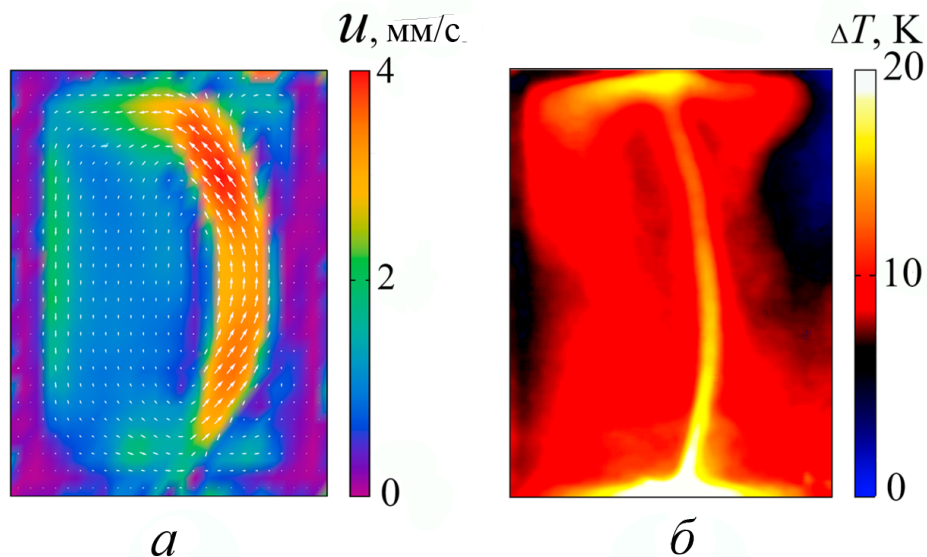


Рисунок 4.4 — Экспериментальные поля скорости и температуры.  $\Delta T = 2K$  ( $Ra = 8.5 \cdot 10^6$ ),  $A = 6/7$ ,  $R = 1$  и  $d = 4$ . Второй асимметричный режим.

Похожие изменения течения предсказываются и результатами численного моделирования. Так, даже для слоя бесконечной толщины ( $d_z \rightarrow \infty$ ,  $F_z = 0$ ) в ячейке с аспектным соотношением  $A = 6/7$  и размером нагревателя  $R = H/10$  при числе Рэлея  $Ra = 10^5$  в расчете наблюдается симметричное двухваликовое течение (рисунок 4.5).

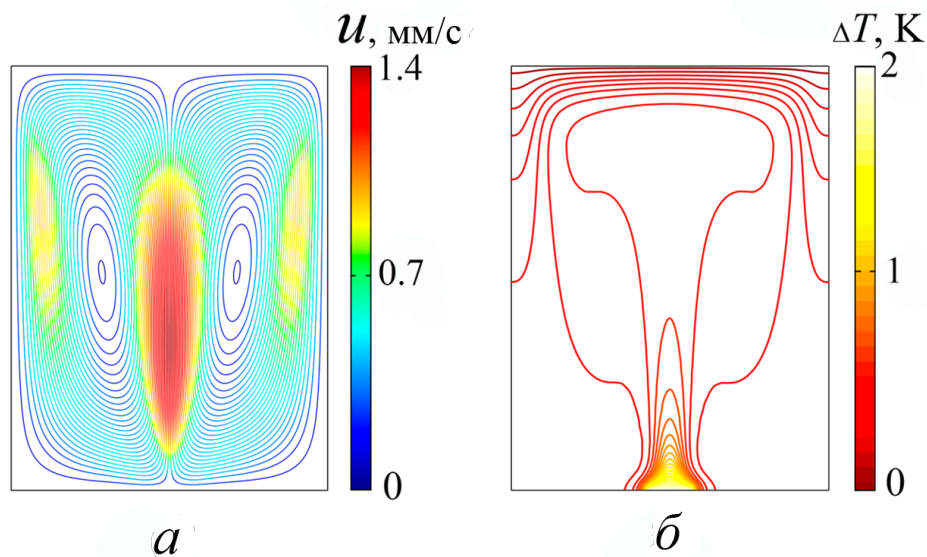


Рисунок 4.5 — Результат численного моделирования. Линии тока и поле температуры приведены для следующих значений параметров:  $Ra = 10^5$ ,  $A = 6/7$ ,  $R = H/10$  и  $d_z \rightarrow \infty$ . Показанное течение соответствует первому — двухваликовому симметричному конвективному режиму.

Заметное отличие расчетного (рисунок 4.5б) и экспериментального (рисунок 4.3б) температурных полей – в расчете вблизи верхней границы нет области повышенной температуры, вновь можно объяснить особенностями проведения инфракрасной съемки. Идеино, смоделированное двухмерное поле температуры, скорее соответствует тому, которое должно наблюдаться в середине рабочего слоя, в то время как в эксперименте регистрация производится на границе соприкосновения жидкости и кристаллической стенки. Тем не менее, в расчете, как и в лабораторной ячейке, над нагревателем возникает узкая область повышенной температуры – конвективный факел.

В отличии от полей температуры, расчетное (рисунок 4.5а) и экспериментальное (рисунок 4.3а) поля скорости практически совпадают. Как и в эксперименте, смоделированное течение представляет собой два симметричных конвективных вала, вращающихся в противоположном направлении.

Как и в эксперименте, преодоление определенного критического числа Рэля в расчете приведет к отклонению конвективного факела в сторону одной из стенок. На рисунке 4.6 показаны поле скорости, представленное линиями тока и поле температуры для аспектного соотношения  $A = 6/7$ , размера нагревателя  $R = H/10$ , бесконечной толщины рабочего слоя ( $d_z \rightarrow \infty, F_z = 0$ ) и величины числа Рэля  $Ra = 10^7$ .

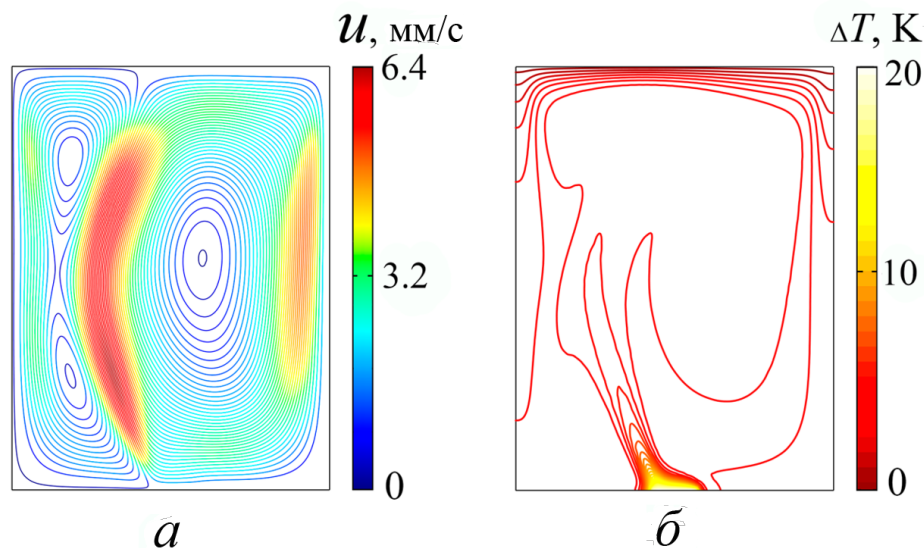


Рисунок 4.6 — Результат численного моделирования. Линии тока и поле температуры, для следующих величин параметров:  $Ra = 10^7$ ,  $A = 6/7$ ,  $R = H/10$  и  $d \rightarrow \infty$ . Рисунок демонстрирует потерю симметрии течения, и разделение крупного конвективного вала надвое.

Примечательно то, что направление в котором будет отклоняться факел, даже в численном эксперименте оказывается случайным: в одной ситуации факел может отклониться влево, в другой – вправо. Конечно, на это влияют слабые дефекты расчетной сетки, тем не менее, точно предсказать сторону, в которую отклониться факел в известных условиях не получается ни в расчете, ни в эксперименте.

Стоит отметить, что последующее увеличение значения числа Рэлея может привести к возникновению колебаний конвективного факела. Частота и амплитуда колебаний будут возрастать вместе с усилением нагрева, что в дальнейшем может привести к потере устойчивости двухваликовой структуры и организации инверсионного течения, периодически меняющего направление закрутки. Похожее поведение часто наблюдается в конвективных системах. В частности, для ячейки Хеле-Шоу подогреваемой снизу, инверсионное течение описано в работе [161].

Несмотря на очевидный интерес к такому поведению, в текущей работе вопрос инверсии не затрагивается, а наиболее подробно будут рассмотрены стационарные режимы течения, а также механизмы потери симметрии.

#### 4.5 Тепловые характеристики и асимметрия течения

Изменение структуры течения сказывается на интегральных тепловых характеристиках системы, таких как, например, интенсивность теплоотдачи нагревателя. На рисунке 4.7 приведена зависимость числа Нуссельта  $Nu$  от числа Рэлея  $Ra$  в двойном логарифмическом масштабе, полученная в результате численного моделирования для следующих геометрических параметров:  $A = 3/4$ ,  $R = H/10$  и  $d_z \rightarrow \infty$ . Число Нуссельта  $Nu$  оценивалось как отношение полного конвективного теплового потока через поверхность нагревателя и теплового потока, возникающего в той же геометрии, но в теплопроводном случае, в отсутствии течения. Для этого, помимо полной системы уравнений тепловой конвекции, отдельно для каждого числа Рэлея дополнительно решалось уравнение теплопроводности 4.3 без конвективного слагаемого.

Функция  $\lg Nu = f(\lg Ra)$  имеет два заметных изгиба. Первый, в области  $Ra \approx 10^{3.8}$ , возникает в момент возникновения интенсивного течения.

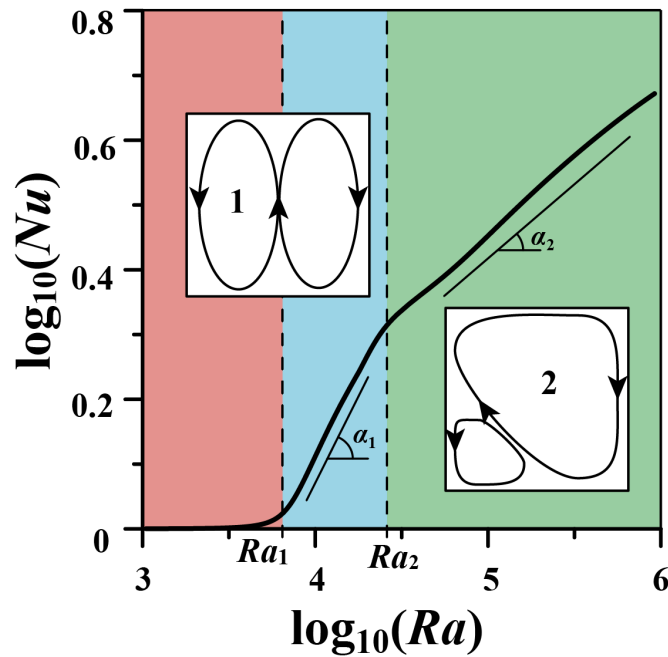


Рисунок 4.7 — Зависимость числа Нуссельта от числа Рэлея в двойном логарифмическом масштабе для  $A = 3/4$ ,  $R = H/10$  и  $d_z \rightarrow \infty$ . Области разграниченные пунктирными линиями и обозначенные разными цветами соответствуют диапазонам значений, внутри которых реализуется определенный тепловой режим. В крайней левой области наблюдается ползущее течение. Оно слабо сказывается на интенсивности теплового потока. В центральной части двухваликовое течение остается симметричным. В правой – симметрия течения нарушается.

Слева от него кривая остается практически параллельной горизонтальной оси  $Nu \approx 1$ . Там наблюдается медленное ползущее течение, оказывающее слабое влияние на тепловые процессы. Поэтому доминирующим механизмом теплопереноса остается теплопроводность. Переходу к интенсивному течению происходит по достижении некоторого критического значения числа Рэлея  $Ra_1$ . Справа от него реализуется первый симметричный конвективный ( $Nu \sim Ra^{\alpha_1}$ ) режим.

Второй изгиб функции для указанных геометрических параметров наблюдается возле  $Ra \approx 10^{4.5}$ . В этот момент симметрия двухваликового течения нарушается, и конвективный факел начинает отклоняться в сторону так, как это было описано выше. Граничное число Рэлея, превышение которого приведет к потере симметрии, на рисунке обозначено как  $Ra_2$ . Заметим, что тангенсы углов наклона функции  $\lg Nu = f(\lg Ra)$  для первого, симметричного,  $\alpha_1$  и второго, асимметричного  $\alpha_2$  режимов течения отличаются, причем  $\alpha_1 > \alpha_2$ . По сути это означает замедление роста эффективности теплоотдачи наклоненного факела по



сравнению с вертикальным. Также кажется очевидным, что точные значения критических значений числа Рэлея зависят от множества условий. В первую очередь, это геометрические размеры задачи и тепловые условия на границах.

Изменение угла наклона на графике, вроде приведенного на рисунке 4.7, а также резкая потеря симметрии течением при переходе из первого конвективного режима во второй, позволяют использовать две методики для нахождения критических чисел  $Ra_1$  и  $Ra_2$ . Первая заключается в поиске областей, в которых происходит резкое изменение первой производной функции  $\lg Nu = f(\lg Ra)$ . Этот способ позволяет оценить значение числа  $Ra_1$  с хорошей точностью. Однако, как показали тестовые расчеты, в некоторых случаях (при относительно малом аспектном соотношении  $A < 0.7$ ) изменение угла наклона  $\alpha_1 \rightarrow \alpha_2$  оказывается слишком плавным для качественной автоматизации измерений, в результате чего возникает большая погрешность в определении значения числа  $Ra_2$ .

Для повышения точности нахождения положения критического числа  $Ra_2$  оказалось удобнее следить непосредственно за отклонением конвективного факела в ячейке. Поэтому вторая методика сводится к измерению степени симметричности течения. Для этого исследуемая область разбивается пополам, и проводится сравнение левой и правой части. Числовой характеристикой степени асимметрии температурного поля может служить корреляционная функция следующего вида:

$$C(x) = 1 - \left| \frac{\int_0^H \int_0^{L/2} T(x) \cdot T(-x) dx dy}{\int_0^H \int_0^{L/2} T^2(x) dx dy} \right| \quad (4.7)$$

Выбранная функция 4.7 принимает значение 0 в случае совпадения полной температуры левой и правой половин наблюдаемой области и увеличивается по мере нарастания отличий. На рисунке 4.8 показано типичное изменение значения функции  $C(x)$  с увеличением числа Рэлея  $Ra$ .

Ползущее течение и первый конвективный режим имеют зеркальную симметрию, поэтому значение корреляционной функции  $C(x)$  остается равным 0. По преодолению порогового числа Рэлея  $Ra = Ra_2$ , асимметрия меняется скачком и, начиная с определенного значения, монотонно возрастает по мере увеличения интенсивности нагрева. Стоит пояснить, что увеличение асимметрии, вычисляемое по формуле 4.7, может быть вызвано не только наклоном факела, но и с ростом его средней температуры, по мере увеличения числа Рэлея.



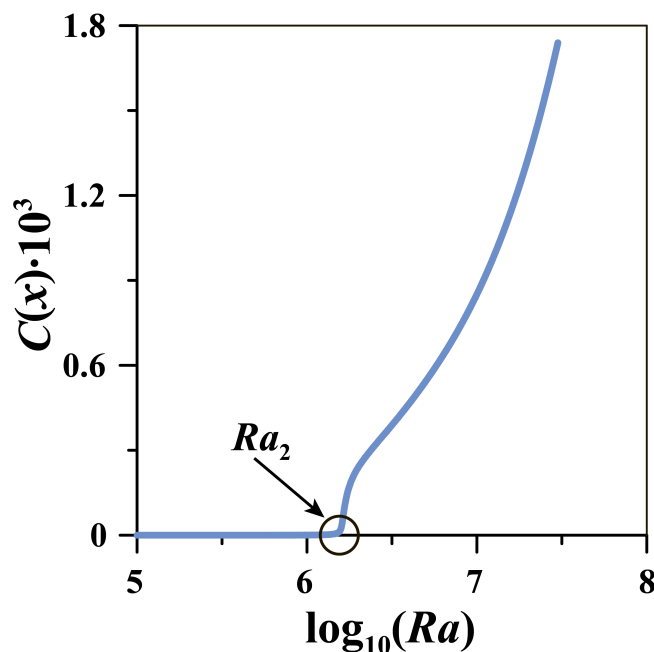


Рисунок 4.8 — Изменение значения корреляционной функции  $C(x)$  с увеличением числа Рэлея  $Ra$  для  $A = 3/4$ ,  $R = H/10$  и  $d_z \rightarrow \infty$ . Превышение порогового числа  $Ra_2$  приводит к потере симметрии течения.

#### 4.6 Смещение границ реализации режимов в зависимости от геометрических параметров

В ходе проведения расчетов исследовалась зависимость критических значений числа Рэлея  $Ra_1$  и  $Ra_2$  от аспектного соотношения  $A$ . Полученные результаты для нагревателя размером  $R = H/10$  и толщины слоя  $d_z \rightarrow \infty$  в графическом виде представлены на рисунке 4.9.

Исходя из полученных результатов, устойчивость симметричных режимов ослабевает с увеличением аспектного соотношения сторон – каждое из пороговых чисел Рэлея уменьшается с ростом  $A$ , причем зависимость  $Ra_2$  имеет большую кривизну, по сравнению с кривой  $Ra_1$ . Таким образом, в рассмотренных случаях, диапазон чисел Рэлея, в котором наблюдается двухваликовое несимметричное течение (зеленая область на рисунке 4.9, отмечена как (2)), постепенно расширяется.

Кажется, что кроме аспектного соотношения на положение пороговых значений числа Рэлея должен влиять размер нагревателя  $R$ . Однако результаты проведенного моделирования говорят об обратном. В ходе проверки радиус нагревателя изменялся в диапазоне значений  $R = (H/20 \div H/2)$ , и каких либо

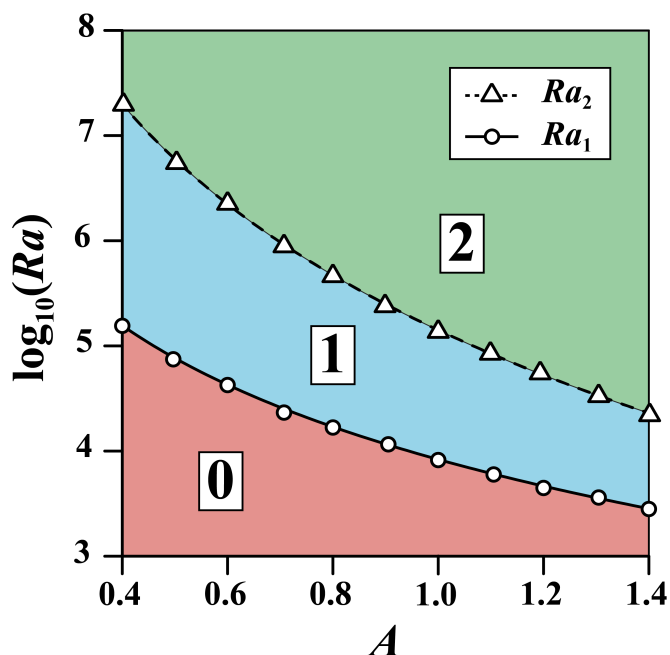


Рисунок 4.9 — Зависимость критических значений числа Рэля  $Ra_1$  (круги и сплошная линия) и  $Ra_2$  (треугольники и пунктирная линия) от аспектного соотношения  $A$ . Размер нагревателя  $R = H/10$ . Толщина слоя  $d_z \rightarrow \infty$ . Области (0), соответствует режим ползущего течения. В области (1) реализуется первый, симметричный конвективный режим. В верхней части рисунка располагается область (2) существования второго асимметричного конвективного режима.

значимых изменений критических параметров обнаружено не было. Похоже, это связано с тем, что на начальном этапе развития течение возникает вблизи краев нагревателя. Именно там, на границе нагреватель-нижняя граница, возникает горизонтальная компонента градиента температуры, способная привести к образованию конвективного вала. Гораздо подробнее о способах организации течения над компактными источниками тепла написано в работах [89; 168].

Так как в рассматриваемой задаче температура нагревателя принята постоянной, величина горизонтального градиента, а значит, и локальное число Рэля, вдали от боковых стенок не зависят от размеров нагревателя. Таким образом, исходя из полученных результатов, критические значения числа Рэля  $Ra_1$  и  $Ra_2$  не зависят от размера нагревателя  $R$ , во всяком случае, пока он находится вдали от боковых границ.

Еще одним важным геометрическим параметром задачи является толщина рабочего слоя  $d_z$ . Его уменьшение приводит к увеличению гидродинамического сопротивления и поднимает границы существования режимов. Сравнение результатов численного моделирования и эксперимента приведено на рисунке 4.10.

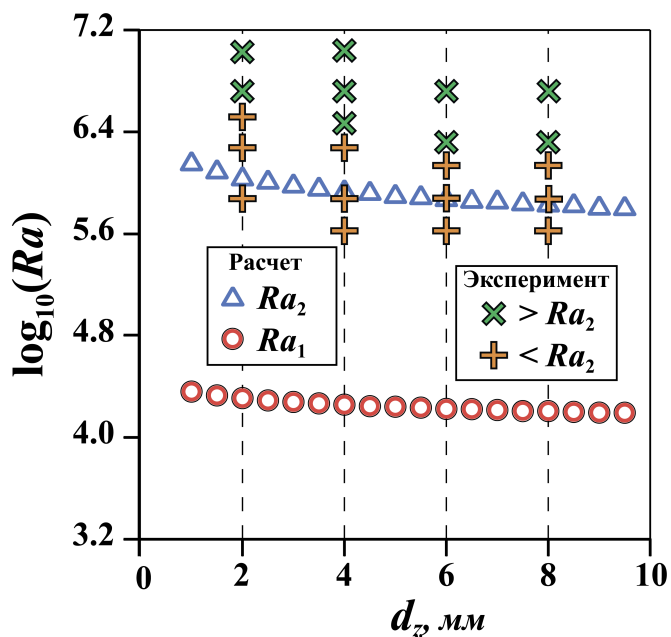


Рисунок 4.10 — Зависимость расчетных ( $Ra_1$  — круги и  $Ra_2$  — треугольники) и экспериментальных (крест ”+” — ниже критического значения  $Ra_2$ , а наклонный крест ”×” — выше) критических значений числа Рэлея от толщины рабочего слоя  $d_z$ . Размер нагревателя  $R = H/10$ . Аспектное соотношение  $A = 6/7$ .

Несмотря на качественное совпадение, с увеличением толщины рабочего слоя пороговые значения числа Рэлея уменьшаются, экспериментальные точки ложатся выше расчетных. Мы можем объяснить различие ограничениями используемой двумерной математической модели. Для более точного сопоставления, возможно, стоит рассмотреть трехмерную постановку. Тем не менее, и в расчетной, и в экспериментальной зависимостях прослеживается тенденция к сужению области существования симметричного течения, как и в случае с аспектным соотношением.

Как было отмечено ранее, помимо геометрических параметров на положение границ устойчивости могут повлиять тепловые условия на боковых стенках. Однако результаты численного расчета не выявили связи между тепловыми граничными условиями и положением кризисов устойчивости  $Ra_1$  и  $Ra_2$ . Отсутствие эффекта может быть объяснено тем, что также как и в случае с размером нагревателя, возмущения, приводящие к возникновению течения, возникают и развиваются на границе нагреватель-нижняя теплоизолированная поверхность, которая находится вдалеке от боковых стенок.

С другой стороны, сравнивая зависимости значения корреляционной функции  $C(x)$  от числа Рэлея  $Ra$  для адиабатического условия и постоянной температуры  $T_0$  на боковых стенках, было обнаружено увеличение скорости нарастания асимметрии в теплопроводном случае. Результаты расчета представлены на рисунке 4.11.

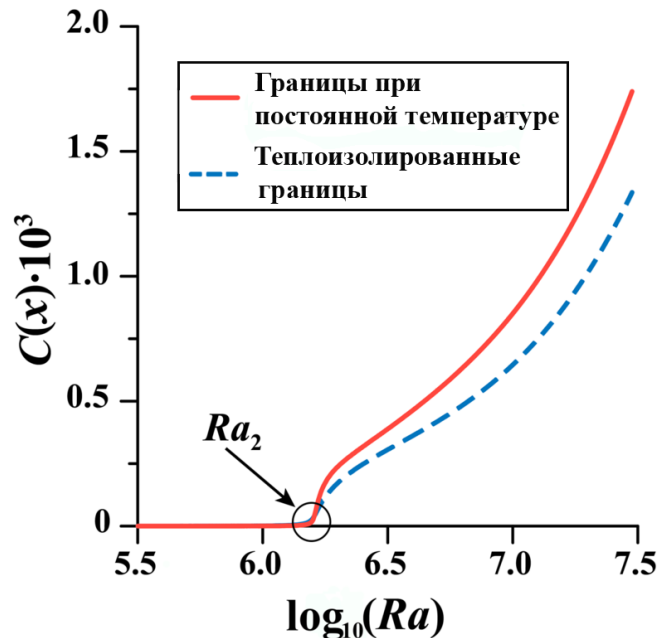


Рисунок 4.11 — Влияние теплопроводности боковых границ на скорость потери симметрии течением. В случае теплопроводных границ асимметрия течения нарастает быстрее.

Обе кривые имеют одинаковое расположение особых точек, однако скорость роста степени асимметрии в случае теплопроводных стенок (с условием постоянной температуры) значительно превосходит теплоизолированный случай. Такое поведение кривых легко объясняется изменением условий теплоотдачи — в случае изоляции единственным стоком теплового потока является верхняя граница. В результате вертикальный градиент температуры направляет конвективный факел вверх, что в некоторой степени препятствует его отклонению.

С другой стороны, в случае постоянной температуры на боковых границах, тепловой поток приобретает дополнительную степень свободы. Это влечет за собой по мере отклонения конвективного факела постепенное смещение области наиболее интенсивного теплообмена с верхней горизонтальной на боковую вертикальную границу. Это приводит к увеличению степени асимметрии течения.

#### 4.7 Выводы по четвертой главе

Численными и экспериментальными методами рассмотрена задача о влиянии геометрических параметров и тепловых граничных условий на стационарные конвективные структуры, возникающие в плоском вертикальном слое в условиях локализованного подогрева снизу.

Показано, что в зависимости от условий подогрева, в такой системе может существовать несколько различных режимов течения. При слабом подогреве возникает ползущее течение. Оно не оказывает существенного влияния на процессы теплопереноса. При превышении критического значения числа Рэлея  $Ra_1$  организуется двухваликовое течение с зеркальной симметрией относительно вертикальной оси. По достижении следующего порогового числа  $Ra_2$  конвективный факел начинает отклоняться. Течение теряет симметрию.

В численной модели получены зависимости критических значений числа Рэлея  $Ra_1$  и  $Ra_2$  от аспектного соотношения сторон, толщины рабочего слоя, размеров нагревателя, а также от тепловых условий на боковых границах. Показано, что с увеличением толщины или аспектного соотношения устойчивость симметричных течений ослабевает, и смена режимов происходит при меньших значениях числа Рэлея. С другой стороны, исходя из полученных результатов, размер нагревателя и тепловые условия на боковых границах не оказывают существенного влияния на положение границ. Результаты расчета согласуются с данными натурального эксперимента.

## Глава 5. Применение узких слоев жидкости с локализованным нагревом для измерения ускорений

### 5.1 Введение

Как показали ранее представленные результаты, в определенных условиях при точечном нагреве снизу возникает симметричное течение. Очевидно, что симметрия может быть нарушена внешним инерционным воздействием, например ударом или изменением угла наклона оси ячейки к горизонту [169]. Кроме того, степень асимметрии будет зависеть от интенсивности такого воздействия. На этом общем принципе основана работа конвективных акселерометров [104].

Ввиду стремления к миниатюризации и увеличения чувствительности пространственные модели, как правило, используют в качестве рабочей среды газ [164; 170; 171], а необходимость измерения максимально доступного числа степеней свободы диктует использование осесимметричных или кубических геометрий рабочей полости. Однако в таких условиях возникающие течения склонны принимать сложные трехмерные формы, и это может существенно усложнить интерпретацию результатов, что ограничивает область применения подобных устройств [158; 172]. Использование узких слоев, ввиду наличия выделенной плоскости, способно упростить структуру конвективного течения и расширить границы доступных измерений [108].

В пятой главе рассматривается возможность использования узких вертикальных слоев жидкости с локализованным нагревом снизу в качестве рабочих полостей конвективных датчиков. Особое внимание уделено тестированию устройства на случай возникновения нежелательных режимов конвекции, влияющих на его показания, изучены границы применения прибора. В ходе исследований были выявлены дополнительные функциональные возможности, позволяющие датчику регистрировать продолжительные по времени монотонные инерционные воздействия. Наиболее подробно рассматривалась возможность использования прибора в качестве угломера, или датчика ускорений, для чего были проведены эксперименты с изменением угла наклона кюветы и с влиянием центробежных сил.

## 5.2 Математическое обоснование принципов регистрации углов и ускорений

### 5.2.1 Постановка задачи

В разделе рассматривается математическая модель конвективного датчика углов и ускорений. Исследуется установившееся течение в ограниченном твердыми границами тонком вертикальном слое жидкости, возникающее под действием локального подогрева снизу. В ходе проведения расчетов определяются оптимальные параметры рабочей среды, расположение термочувствительных элементов, а также проводится оценка разрешающей способности прибора, его чувствительности к изменению угла и внешних инерционных воздействий.

Так как в тонких слоях основное течение происходит на плоскости, численная задача решается в двухмерной постановке, а соответствующая геометрия представляет собой прямоугольник высотой  $H = 32$  мм и шириной  $L = 24$  мм. Прямоугольник ориентирован таким образом, что его нижняя граница совпадает с осью  $x$  декартовой системы координат. Для имитации изменения угла наклона, вектор гравитационного ускорения  $\vec{g}$  направлен под углом  $\alpha$  к вертикальной оси  $y$ , лежащей на середине исследуемой области. Течение создается нагревателем радиусом  $r = 1$  мм, центр которого совпадает с началом координат. Схематичное представление рабочей полости приведено на рисунке 5.1.

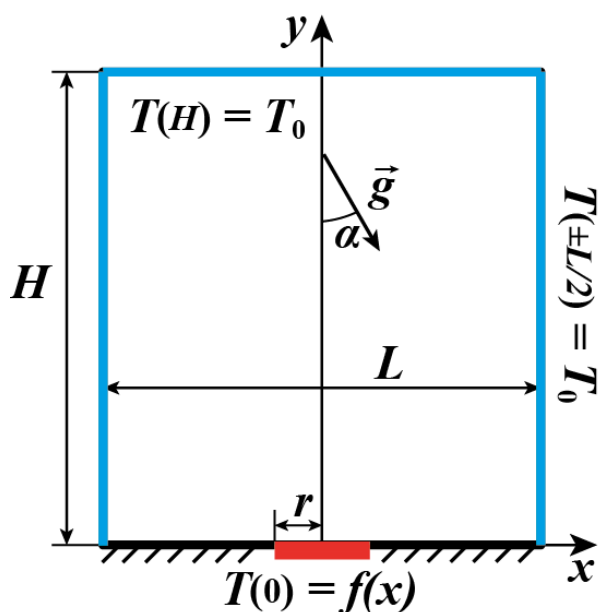


Рисунок 5.1 — Схематичное изображение расчетной области



Для имитации третьего измерения тонкого вертикального слоя в уравнение движения жидкости добавляется объемная сила 4.1, отвечающая за вязкое трение о боковые стенки в направлении  $z$ , перпендикулярном плоскости основного течения  $xy$ .

В целом, математическая постановка во многом повторяет задачу, рассмотренную в предыдущей главе. Так, течение жидкости внутри расчетной области предполагается ламинарным, а диссипация энергии за счет сил внутреннего трения не учитывается. Параметры рабочей среды считаются постоянными и независимыми от температуры, а течение описывается системой уравнений Навье-Стокса в размерном виде, которая включает в себя закон сохранения импульса

$$(u \cdot \nabla)u = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu \Delta u + g\beta(T - T_0) - 12\frac{\nu u}{d^2}, \quad (5.1)$$

уравнение теплопроводности

$$(u \cdot \nabla)T = \chi \Delta T, \quad (5.2)$$

и уравнение неразрывности

$$\nabla u = 0. \quad (5.3)$$

В записи уравнений приняты следующие обозначения:  $P$  – давление,  $T$  – температура,  $\rho$  – плотность,  $\beta$  – коэффициент объемного расширения,  $\chi$  – температуропроводность жидкости,  $g$  – гравитационное ускорение,  $T_0 = 293$  К – начальная температура жидкости.

Исследованию подлежит наклон ячейки по отношению к горизонту, поэтому вектор ускорения свободного падения имеет две проекции  $g(g_x, g_y)$ , величина которых зависит от угла наклона  $\alpha$ :

$$g_x = g \sin \alpha, g_y = g \cos \alpha \quad (5.4)$$

На твердых границах выполняется условие прилипания  $u = 0$ . Верхняя и боковые границы задаются изотермическими и играют роль стока тепла  $T(y = H) = T_0$ .

Нижняя граница теплоизолирована всюду, кроме узкой области шириной  $2r$  по середине, где задается превышение температуры:

$$T(x \in [-r, r], 0) = T_0 + \Delta T. \quad (5.5)$$

Система исходных уравнений с граничными условиями решается численно, методом конечных элементов с помощью решателя, интегрированного в вычислительный пакет Comsol Multiphysics 5.3. Используется нерегулярная расчетная сетка, сгущающаяся вблизи нагревателя и в пристеночных областях. Общее число узлов составляет  $1.8 \cdot 10^4$ . Как показало исследование, дальнейшее сгущение расчетной сетки нецелесообразно, так как удвоение общего числа узлов изменяет среднюю кинетическую энергию установившегося течения не более чем на 0.6%.

Решение стационарной задачи достигается параметрическим сдвигом, в ходе которого значение числа Рэлея постепенно увеличивается от начального значения числа Рэлея  $Ra = 10^2$  до конечного  $Ra = 10^7$  с переменным шагом, выбираемым автоматически на основании метода бисекции. В таком случае каждое предыдущее решение, полученное методом градиентного спуска, используется в качестве начальной догадки к текущему. В среднем, для нахождения искомого решения требовалось 6 шагов.

### 5.2.2 Влияние угла наклона на структуру конвективного течения

В ходе проведения исследования отслеживались изменения структуры течения и теплового поля в результате увеличения угла наклона  $\alpha$  для различных рабочих жидкостей. Управляющие параметры  $Ra = 5 \cdot 10^6$  и  $Pr = 6.9$  выбраны таким образом, чтобы, в результате нагрева снизу, в ячейке возникало двухваликовое симметричное течение. Теплофизические параметры исследуемой жидкости соответствуют воде. Последовательность соответствующих изображений изотерм и линий тока приведены на рисунках 5.2 и 5.3.

В отсутствии наклона в ячейке реализуется симметричное подъемно-опускное течение, а конвективный факел направлен строго вверх. По мере увеличения угла  $\alpha$  факел начинает постепенно отклоняться в сторону и искривляться. Симметрия течения нарушается и один из конвективных валов, тот что оказался снизу, увеличивается в размерах, вытесняя второй.

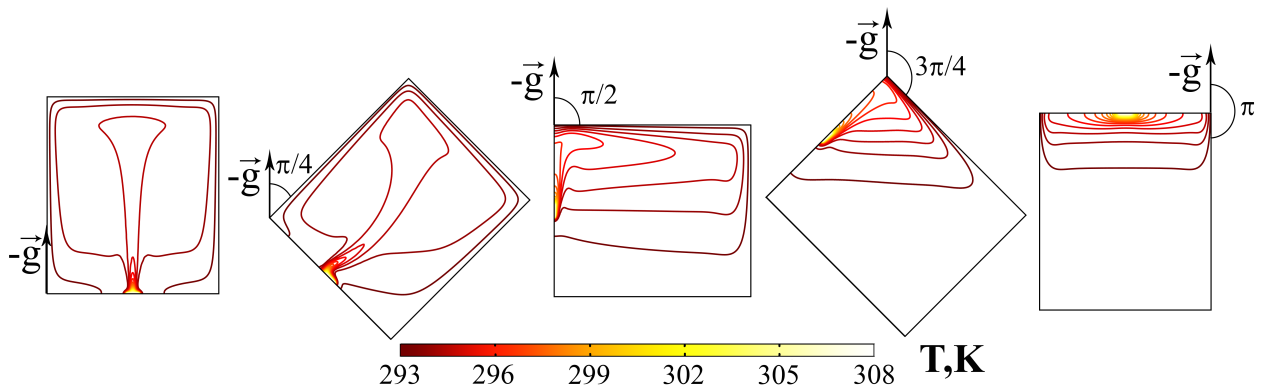


Рисунок 5.2 — Изотермы при различных значениях углах наклона.  $Ra = 5 \cdot 10^6$ ,  
 $Pr = 6.9$ .

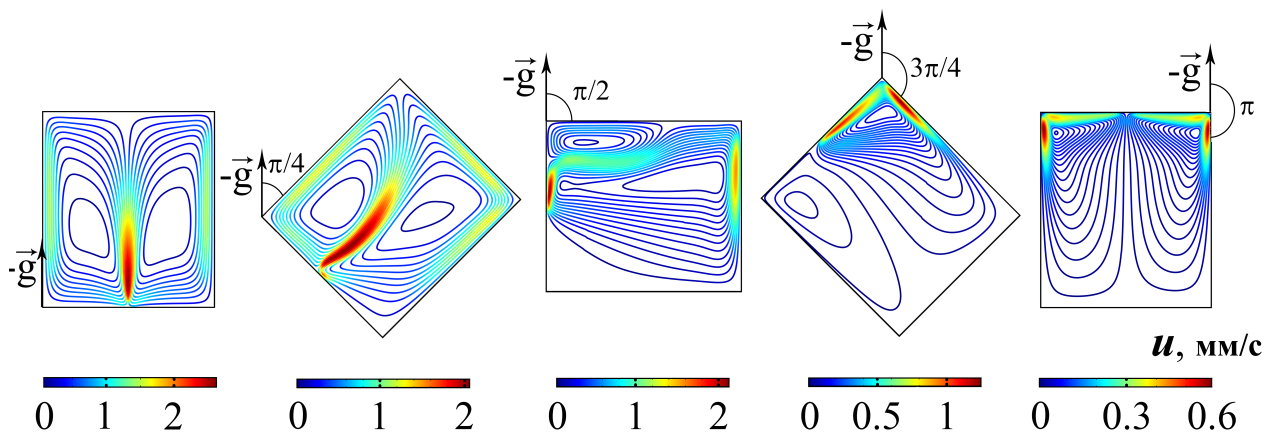


Рисунок 5.3 — Линии тока при разных значениях углах наклона.  $Ra = 5 \cdot 10^6$ ,  
 $Pr = 6.9$ .

Значение угла  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  равносильно ситуации локального подогрева сбоку. В этом случае образуются доминирующий конвективный вал, занимающий большую часть доступного пространства. Дальнейшее увеличение наклона приводит к ослаблению интенсивности конвективного течения 5.4, вплоть до  $\alpha = \pi$ , когда нагреватель располагается сверху, движение жидкости практически прекращается, а распределение температуры вновь возвращается в симметричное состояние.

Отклонение гравитационного вектора от вертикали равноценно появлению дополнительной силы, направленной горизонтально в лабораторной системе координат. Обладая разной инерцией, теплые и холодные элементы жидкости под действием этой силы приобретают разное ускорение. Поэтому случаи наличия угла наклона и постоянного инерционного воздействия на практике должны быть неразличимы. В обоих случаях изначальная симметрия течения нарушается, и конвективный факел начинает отклоняться в сторону, противоположную действию горизонтальной компоненты результирующего ускорения  $g_x$ .

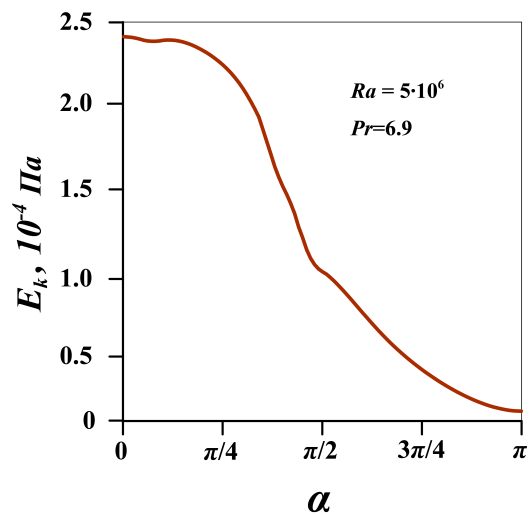


Рисунок 5.4 — Изменение средней кинетической энергии в расчетной области с увеличением угла наклона.  $Ra = 5 \cdot 10^6$ ,  $Pr = 6.9$ .

### 5.2.3 Оценки чувствительности конвективного датчика

Произвести оценку степени нарушения симметрии течения можно различными способами. Одним из них может служить измерение изменения тепловых потоков через боковые границы 5.5.

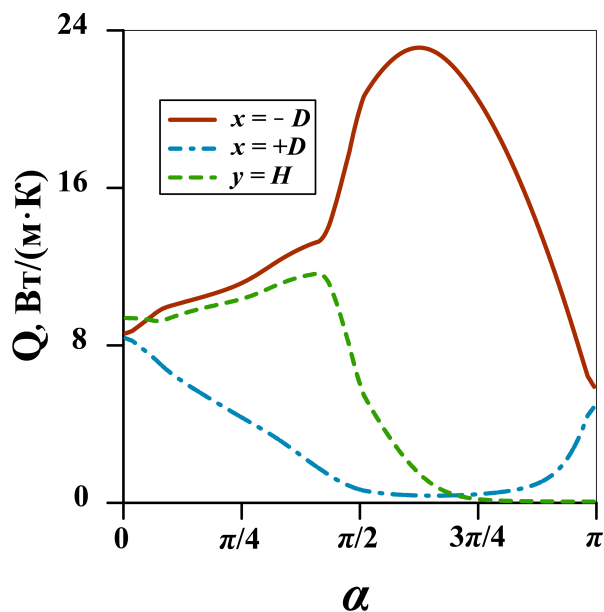


Рисунок 5.5 — Величина тепловых потоков через верхнюю и боковые стенки в зависимости от угла наклона измерительной ячейки.  $Ra = 5 \cdot 10^6$ ,  $Pr = 7$ .

Как следует из рисунка, изначально (при  $\alpha = 0$ ), ввиду симметрии, количество тепла покидающего ячейку через правую  $x = +D$  и левую  $x = -D$

границы одинаково, и чуть меньше проходящего через верхнюю грань  $y = H$ . По мере отклонения конвективного факела от вертикали, тепловой поток через левую стенку значительно усиливается. Одновременно наблюдается уменьшение справа и сверху. Очевидно, что поток тепла больше там, где вершина факела упирается в стенку. Таким образом, сравнивая потоки через разные границы можно судить о величине  $g_x$ . Однако техническое воплощение этой идеи в значительной мере осложнено трудностью измерения тепловых потоков на узких гранях. Чувствительность системы к наклону будет сильно зависеть от площади боковых поверхностей, а их увеличение, в свою очередь, понизит устойчивость течения и сузит область применения потенциального прибора.

Другим очевидным способом оценки искривления поля температуры служат термочувствительные элементы, как правило, спаи дифференциальной термопары, размещенные в измерительной полости. Взаимное расположение этих спаев само по себе является задачей оптимизации, ведь разрешающая способность такой измерительной системы будет напрямую зависеть от разницы температур между спаями. Конечно спаи стоит располагать симметрично относительно вертикальной оси измерительной ячейки, однако на каком расстоянии друг от друга, и на какой высоте остается открытым вопросом. На рисунке 5.6 приведены смоделированные сигналы термопар при различных расположениях спаев в ячейке заполненной водой при нагреве  $Ra = 10^7$ .

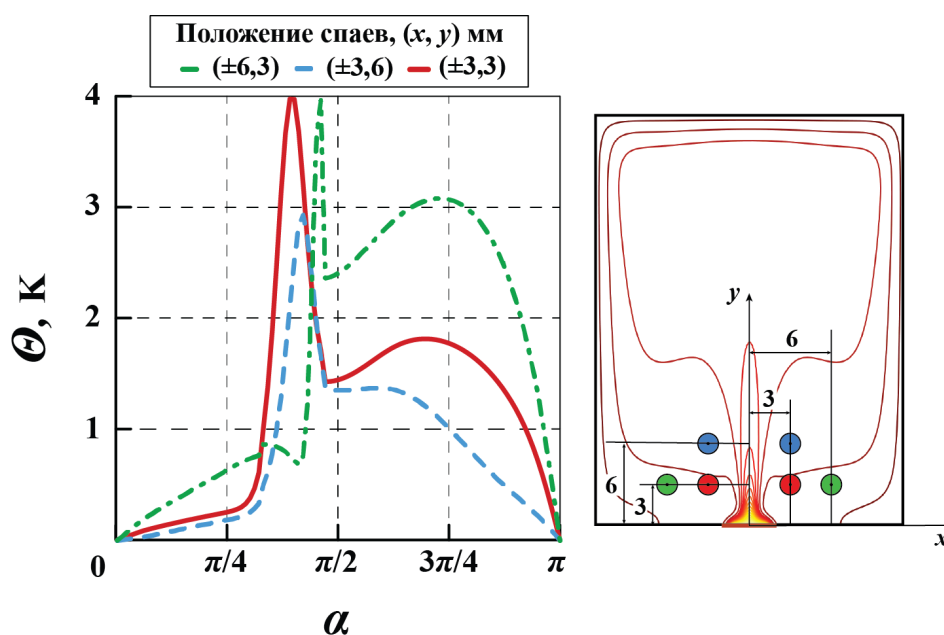


Рисунок 5.6 — Смоделированные показания термопар в зависимости от угла наклона измерительной ячейки при различном взаимном расположении чувствительных спаев.  $Ra = 10^7$ ,  $Pr = 6.9$ .

Каждая кривая на этом рисунке демонстрирует сложное нелинейное поведение, имеет два локальных максимума и, ввиду наличия зеркальной симметрии, зануляется при значениях угла наклона  $\alpha = 0$  и  $\alpha = \pi$ . Немонотонность функции приводит к сложностям интерпретации показаний термопар. Так, например, при сигнале  $\Theta = 1.6$  К измерительная ячейка может быть наклонена как под углом  $\pi/3$ , так и под углами  $\pi/2$  или  $5\pi/5$  к вертикали. Наиболее чувствительным к изменению угла измерительная система оказывается в области слева от первого пика, что накладывает существенные ограничения на область применимости конвективных систем в качестве акселерометров.

Максимальные значения смоделированного сигнала оказываются близкими для спаев расположенных на одинаковой высоте, ближе к источнику тепла. Взаимное отдаление спаев от оси симметрии приводит к возникновению задержки и уменьшению сигнала в области малых углов (вплоть до  $\alpha < \pi/5$ ). Таким образом, на основании проведенных расчетов, измерительные спаи термопар следует размещать вблизи нагревателя, симметрично относительно вертикальной оси, и как можно ближе друг к другу. С учетом полученных рекомендаций, в лабораторной модели спаи измерительной термопары размещаются на расстоянии  $3.0 \pm 0.2$  мм от нижней границы и на расстоянии  $3.0 \pm 0.2$  мм по обе стороны от вертикальной оси. В дальнейшем, эти параметры принимаются как значения по умолчанию.

Еще одним неразрешенным вопросом остается оптимальная интенсивность нагрева. С одной стороны, чем выше температура, тем сильнее искажения и больше измеримые градиенты, а значит выше значение полезного сигнала термопар. С другой стороны, большая температура нагревателя означает высокое значение числа Рэлея (при тех же теплофизических параметрах жидкости). В этом случае, и без того нелинейная зависимость 5.6 может существенно усложниться, мешая интерпретации результатов и, тем самым, сужая область применения потенциального прибора. Сигнал термопар для разных чисел Рэлея показан на рисунке 5.7.

С увеличением числа Рэлея сигнал действительно повышается, а положение глобального максимума сдвигается вправо, расширяя область однозначной интерпретации показаний. И тем не менее, даже при числе Рэлея  $Ra = 10^7$  максимальный перепад температур между точками расположения измерительных спаев остается небольшим и составляет всего 4 К.

Проведем некоторые оценки. Разрешающая способность распространенных и не очень дорогих вольтметров, измеряющих термо-ЭДС на термопаре, как

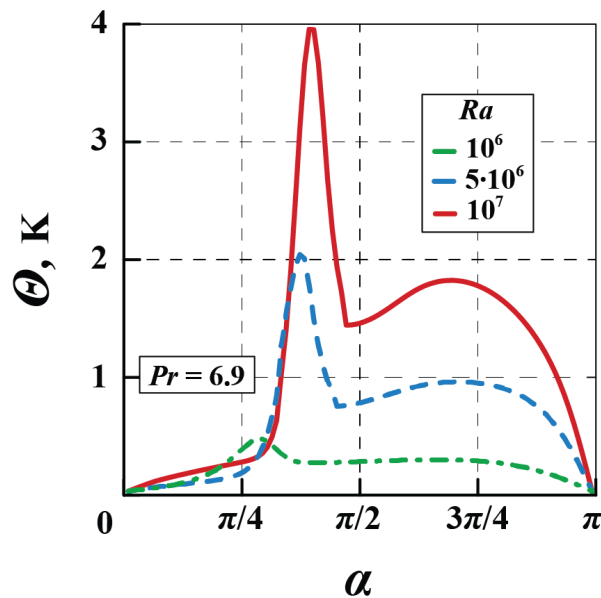


Рисунок 5.7 — Смоделированный сигнал термопары в зависимости от угла при различных значениях числа Рэлея.

правило, порядка одного микровольта, что позволяет измерить температуру с точностью до  $\delta\Theta \approx 0.05$  К. Заметив, что на этапе наибо́льшего возрастания между углами  $\alpha \in (\pi/4, \pi/3)$  (рис. 5.6) функция может быть аппроксимирована прямой, разделим его на количество частей, равное количеству интервалов между максимальным  $\Theta_{max} = 4$  К и минимальным значениями сигнала  $\Theta_{min} = 0.5$  К на этом промежутке, с шагом  $\delta\Theta$ :

$$\delta\alpha \approx \left[ \frac{\pi}{3} - \frac{\pi}{4} \right] \cdot \frac{\delta\Theta}{\Theta_{max} - \Theta_{min}}. \quad (5.6)$$

Проведенные оценки позволяют утверждать, что минимальная разница между углами, которую сможет измерить подобный прибор, принципиально не будет меньше  $\delta\alpha = 0.21^\circ$ .

Если рассматривать угол наклона, как появление дополнительного горизонтально ускорения, то на основании уже полученных результатов можно провести оценки чувствительности прибора к внешнему инерционному воздействию. В такой интерпретации, тангенс угла наклона приобретет смысл отношения вертикальной и горизонтальной проекций гравитационного вектора:

$$\text{tg } \alpha = \frac{g_x}{g_y}. \quad (5.7)$$

Тогда положение максимума на кривой рисунка 5.6 будет соответствовать отношению  $\frac{g_x}{g_y} \approx 1.7$ . Если считать, что вертикальная ось ячейки  $y$  параллельна



и противонаправлена  $g$ , а  $g_x$  является результатом действия некоторой независимой горизонтальной силы, то  $g_y = g$ . В таком случае, оценки для минимальной разницы различных ускорений будет следующими:

$$\delta g \approx \frac{g}{\operatorname{tg}(\frac{\pi}{3}) - \operatorname{tg}(\frac{\pi}{4})} \cdot \frac{\delta \Theta}{\Theta_{max} - \Theta_{min}}, \quad (5.8)$$

что для рассмотренного случая составит  $\delta g \approx 0.19 \text{ м/с}^2$  или  $2 \cdot 10^{-2}g$ .

Полученные в ходе оценок значения  $\delta \alpha$  и  $\delta g$ , для воды в качестве рабочего тела, показывают не лучший результат. Для дальнейшего повышения чувствительности можно рассмотреть жидкости с большим числом Прандтля, что позволит увеличить измеряемые градиенты температуры при сохранении значения управляющего параметра  $Ra$ . С другой стороны, увеличение вязкости рабочей среды неминуемо приведет к увеличению временного отклика гидродинамической системы на быстротекущие изменения, тем самым ограничивая чувствительность потенциального устройства низкими частотами измерений.

Наилучший подход к решению задачи представляется в максимально доступном уменьшении геометрических размеров рабочей полости. Тогда удовлетворительные значения параметра  $Ra$ , даже для невязких жидкостей, вроде гептана или разряженного газа, будут достигаться при высоких температурах нагревателя, а значит и при больших градиентах. Однако в такой миниатюрной системе возникает проблема отвода тепла от поверхности измерительной полости, что приводит к увеличению рабочей температуры устройства [158].

### 5.3 Лабораторная модель конвективного датчика

На основании математической модели была создана лабораторная модель конвективного датчика ускорений. Проведены исследования его чувствительности к углу наклона и внешнему инерционному воздействию в условиях постоянного и периодического нагрева.

### 5.3.1 Описание установки и методики измерений

Рабочая полость лабораторной модели конвективного датчика (рис. 5.8) представляет собой прямоугольный параллелепипед высотой  $h = 32$  мм, шириной  $l = 24$  мм, толщиной  $d = 4$  мм.

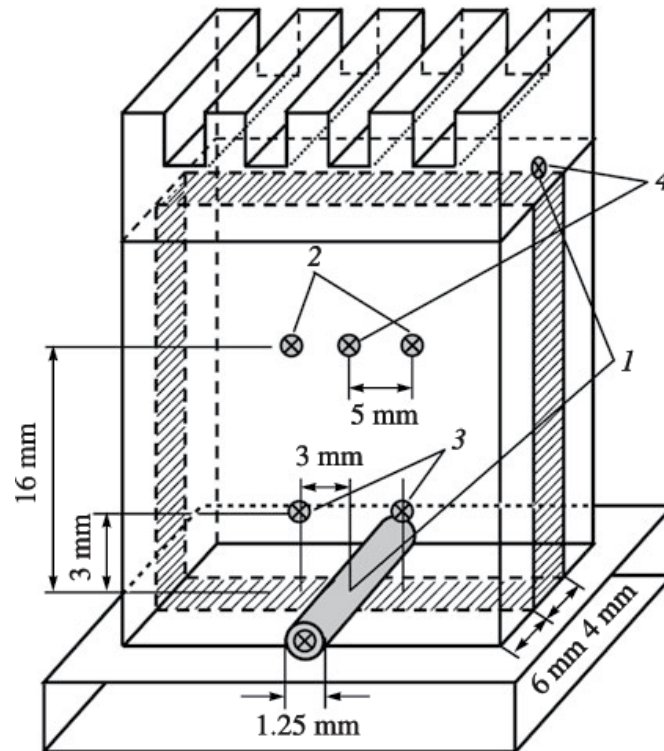


Рисунок 5.8 — Схематичное представление лабораторной модели. Крестами в кружках отмечены места расположения измерительных спаев дифференциальных термопар.

Широкие грани полости ограничены массивом из кристаллического соляного стекла (натрий хлор) толщиной 6 мм, что практически исключает тепловое влияние внешней среды. Используемые стекла прозрачны в инфракрасной области спектра. Узкие грани закрыты алюминиевым массивом и теплопроводны.

В качестве рабочих жидкостей в экспериментах использовались гептан и силиконовое масло. Выбор именно этих жидкостей обусловлен рекомендациями, полученными в ходе математического моделирования. Гептан имеет высокое значение конвективного параметра и низкую вязкость, а поэтому его использование в качестве рабочей среды позволит повысить скорость реакции устройства на внешнее возмущение. Силиконовое масло наоборот, обладает высокой вязкостью

и температурой кипения, а значит позволяет создавать большую разницу температур между нагревателем и внешними холодными стенками. Увеличенный, по сравнению с гептаном, градиент температур позволяет усилить полезный сигнал термопар, тем самым повышая чувствительность измерительной системы. Другим преимуществом более плотного и вязкого масла служит возможность визуализации течения при помощи светорассеивающих частиц. Значения теплопроводности используемых в работе материалов: плексиглас – 0.19 Вт/(м·К), гептан – 0.12 Вт/(м·К), силиконовое масло – 0.70 Вт/(м·К), алюминий – 237 Вт/(м·К).

Перепад температур в полости создается точечным нагревателем и холодильником, представляющим собой параллелепипед со сторонами 15:24:16 мм. Нагревательный элемент, выполненный в виде резистора с сопротивлением 1 кОм, встроен в плиту из плексигласа размерами 100:100:16 мм, выполняющую функцию нижней границы. Возникающий перепад температур  $\Delta T$  между нагревателем и холодильником регистрируется ”контрольной” термопарой (термопара 1, рис. 5.8). Для изучения температурного поля используются горизонтальные ”сигнальные” термопары (их показания обозначены как  $\Theta$ ), расположенные в центре ячейки (термопара 2 на рис. 5.8) и вблизи нагревателя (термопара 3, рис. 5.8). Сравнивая время, соответствующее достижению тепловым плюмом сая центральной термопары (термопара 4, рис. 5.8) при наличии вертикального воздействия, со временем всплытия при нормальных условиях (без ускоренного движения), можно определить величину ускорения, действующего на установку.

Для сбора показаний термопар использовался прибор “Термодат-49СД1”, специально изготовленный для лабораторной модели сейсмологического датчика на пермском предприятии ”Системы Контроля”. Прибор имеет четыре канала для измерения температуры: три – для подключения сигнальных термопар и один для подключения контрольной термопары, измеряющей разность температур между нагревателем и холодильником.

Программное обеспечение блока управления регулирует работу научной аппаратуры: обеспечивает поддержание разности температур между нагревателем и холодильником и пульсационный режим подогрева (благодаря периодической подаче напряжения по позиционному закону), отображает текущие результаты измерений в цифровом виде, архивирует в памяти блока управления и сбора данных полученную за время работы информацию, осуществляет ее перезапись на сменный носитель без использования дополнительного компьютера.

Длительность одной реализации эксперимента, в зависимости от задачи, варьировалась от 60 до 240 минут. Для оценки аппаратных шумов и отклонения сигнала, вызванного неточностью расположения спаев горизонтальных термопар в рабочей полости, а также смещением нуля каналов блока управления и сбора данных, были произведены контрольные измерения в статическом режиме при вертикальном расположении кюветы.

По термограммам сигнальных термопар и контрольной дифференциальной термопары “нагреватель – холодильник” произведена оценка времени выхода прибора на стационарный режим. Так, для гептана, при мощности нагревателя 0.14 Вт и разности температур между нагревателем и холодильником 4.1 К, время выхода прибора на стационарный режим не превышало 25 минут. Погрешность поддержания температуры нагревателя относительно холодильника составляла 0.1 К (2.5% от средней разности температур).

Для визуализации возникающих структур в масло добавлялась алюминиевая пудра, массовая доля которой в растворе не превышала 0.1%. Рабочая полость освещалась рассеянным лазерным лучом, а отраженный от алюминиевых частиц свет регистрировался видеокамерой. Съемка проводилась с частотой 10 кадров в секунду. Путем наложения фотографий друг на друга получали изображение 5.9 с треками частиц, что позволило изучить структуру возникающего течения, а также оценить его интенсивность в различных областях ячейки. Для визуализации поля температуры применялась инфракрасная съемка.

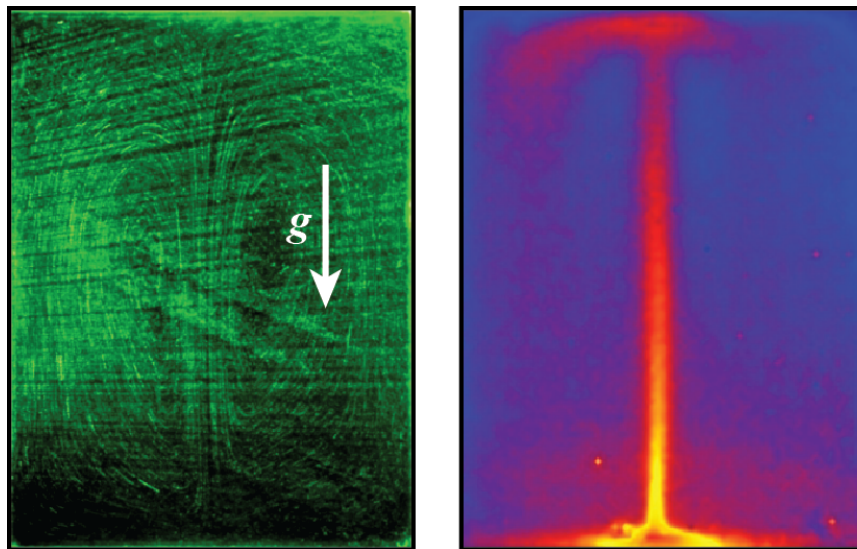


Рисунок 5.9 — Визуализация установившегося течения в силиконовом масле. Результат наложения нескольких фотографий и изображение в инфракрасной области спектра. Значения управляющих параметров:  $Ra = 10^5$ ,  $Pr = 2 \cdot 10^3$ .

### 5.3.2 Измерение углов

Проведены эксперименты направленные на исследование влияния наклона кюветы относительно вертикали на конвективную систему в плоскости широких граней. В качестве рабочей жидкости выбрано силиконовое масло. Для создания угла наклона использовалась система из двух пластин, подвижно соединенных между собой торцами [5.10](#). К нижней пластине прикреплялась направляющая планка с отверстиями, равноотстоящими друг от друга с известным шагом по высоте. Такая конструкция позволяла изменять угол наклона в диапазоне значений от 0 до  $\pi/2$  через 0.03 радиан.

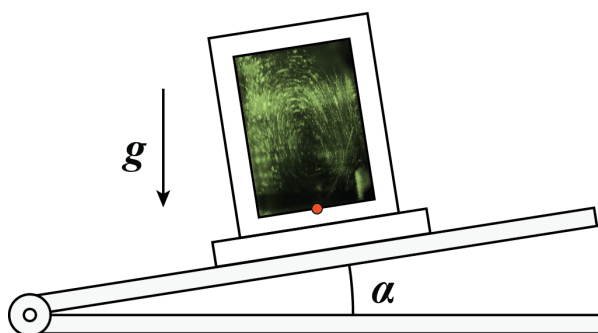


Рисунок 5.10 — Схема установки для изучения влияния угла наклона измерительной ячейки.

При строго вертикальном расположении полости установившееся течение характеризуется лево-правой симметрией. Появление угла наклона нарушает симметрию, так как теплый конвективный факел старается остаться параллельным вектору ускорения свободного падения. В системе отсчета, связанной с ячейкой, он наклоняется в плоскости широких граней в сторону, обратную направлению поворота. На рисунке [5.11](#) представлена эволюция течения силиконового масла при перепаде температур между нагревателем и холодильником в 70 К.

Эксперименты проводились при различных перепадах температур между нагревателем и холодильником. На основе термограмм, полученных с помощью термопарных измерений, найдена зависимость среднего значения разницы температур между спаями сигнальных термопар от угла наклона кюветы. Результаты натурального эксперимента приведены в сравнении с результатами численного моделирования на рисунке [5.12](#).



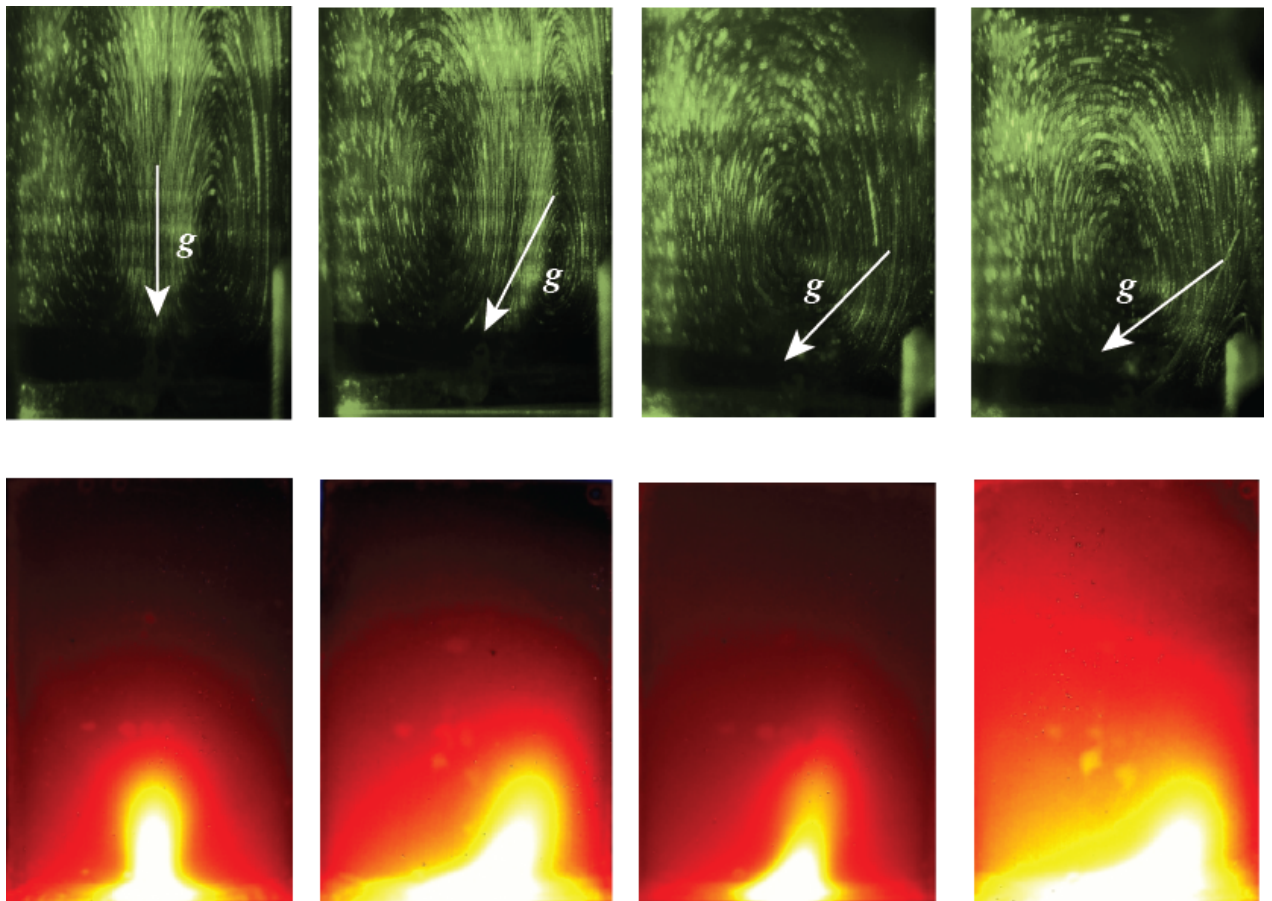


Рисунок 5.11 — Эволюция течения с увеличением угла наклона плоскости широких граней. Треки частиц и соответствующие им поля температуры.

При перепаде температур между нагревателем и холодильником в 100 К ( $Ra = 10^7$ ) полученная зависимость имеет максимум при величине угла  $-\pi/4$ , который несколько сглаживается при понижении мощности нагревателя. Появление максимума связано со "сносом" растущего теплого факела в сторону от нагревателя, в результате чего оба спая дифференциальной термопары оказываются на одном конвективном валу и разница температур между ними уменьшается. Начальный участок возрастания функции, с некоторыми допущениями, можно считать линейным.

Как и предсказывалось в расчетах, прибор имеет большую чувствительность при большей мощности нагрева. Так, при разнице температур в 100 К, прибор позволяет различить два близких угла, отличающиеся на  $0.44^\circ$ , а при перепаде 30 К чувствительность прибора  $-0.54^\circ$ , что хорошо согласуется с проведенными оценками из формулы 5.6.

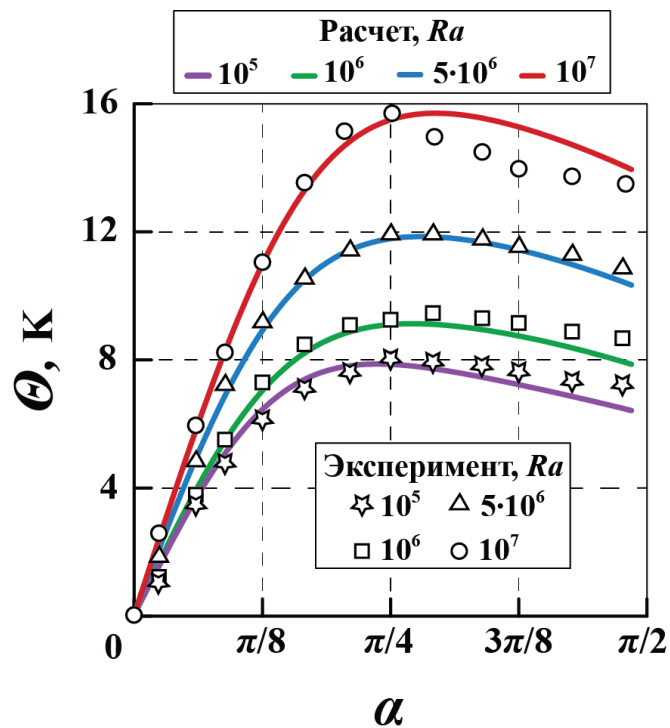


Рисунок 5.12 — Сравнение рассчитанных и экспериментальных сигналов термопар в зависимости от угла наклона при разных мощностях нагрева.

### 5.3.3 Измерение центробежных сил

В качестве постоянного внешнего инерционного воздействия, влияющего на систему, рассматривается центробежное ускорение. Для его исследования используется экспериментальная установка, изображенная на рис. 5.13.

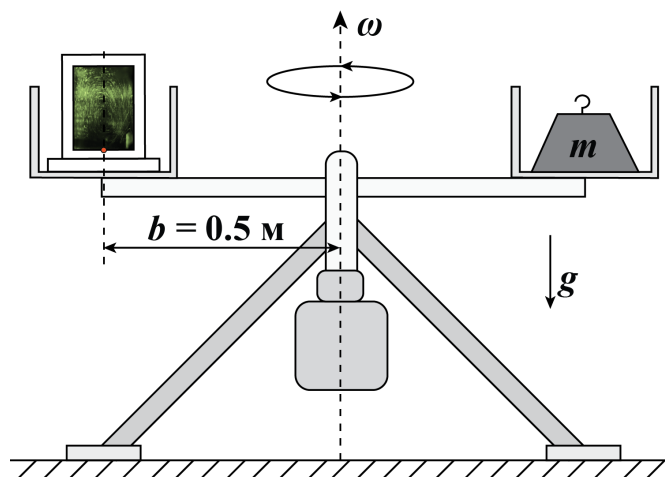


Рисунок 5.13 — Схематичное изображение центрифуги, использованной для исследования влияния центробежных ускорений.



На четырех ножках размещалась рама с электрическим двигателем, на оси которого была закреплена штанга длиной 2.5 м. На расстоянии  $b = 0.5$  м от оси вращения на штанге устанавливалась корзина для оборудования, а на противоположной стороне – противовес. Такая конструкция позволяет совершать вращательные движения в горизонтальной плоскости с угловой скоростью  $\omega = 0.4 \div 2.5$  рад/с при изменении напряжения питания двигателя. Разброс угловой скорости относительно среднего значения в экспериментах не превышал 4%. На элемент жидкости в рабочей камере действует постоянная центробежная сила с ускорением  $g_x = b\omega^2$ , значение которого считается приблизительно одинаковым для всей полости, так как плечо установки намного превосходит размер измерительной ячейки  $b \gg l$ . Таким образом, меняя угловую скорость, можно плавно регулировать величину инерционного воздействия.

В проведенных экспериментах изучалось действие центробежных сил на конвективные течения в ячейке Хеле – Шоу при точечном постоянном подогреве. В качестве рабочей жидкости используется гептан. Приведение системы во вращение нарушает симметрию полей скорости и температуры, так как за счет действия центробежной силы теплый конвективный факел наклоняется в плоскости широких граней в сторону оси вращения. На рис. 5.14 представлены экспериментальные термограммы сигнальных термопар при изменении угловой скорости вращения.

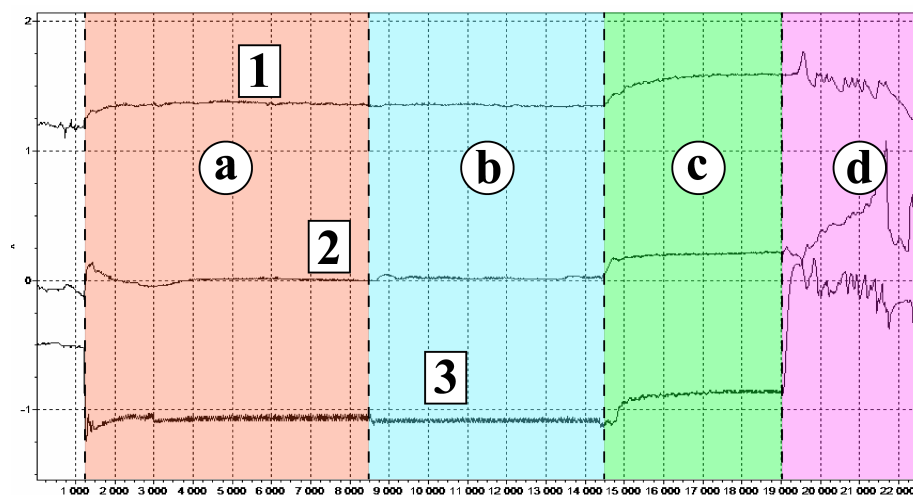


Рисунок 5.14 — Фрагмент термограммы. Изменение сигнала измерительных термопар связано с постепенным увеличением центробежного воздействия. Цифрами обозначены показания трех термопар. Цветами – участки с различной угловой скоростью.

На рисунке показан отклик двух сигнальных термопар (обозначены 2 и 3) и термопары “нагреватель – холодильник” (обозначена 1). Четырем горизонтальным участкам термограммы соответствуют различные значения частот. Как и в случае наклона кюветы, разница температур между спаями сигнальных термопар с ростом угловой скорости сначала увеличивается (рис. 5.14, участки а и б), а после достижения определенного значения  $\omega$  начинает уменьшаться (рис. 5.14, участок с).

Таким образом, зависимость средней разницы температур между спаями сигнальных термопар от угловой скорости вращения аналогична результатам, полученным при наличии угла наклона. Эксперимент выявил существование верхнего предела чувствительности прибора к внешнему инерционному ускорению ( $d$ ). Для гептана, в данной геометрии задачи он составил  $3 \text{ м/с}^2$ , что соответствует угловой скорости вращения  $2.5 \text{ рад/с}$ . При достижении критического значения частоты течение становится нерегулярным.

Наличие небольшого наклона плоскости вращения к горизонту приводит к прецессии результирующего вектора ускорений в лабораторной системе отсчета, что создает колебания конвективного факела вблизи среднего значения. Поэтому амплитуда сигнала имеет вид периодической функции, период которой совпадает с периодом вращения (рис. 5.15).

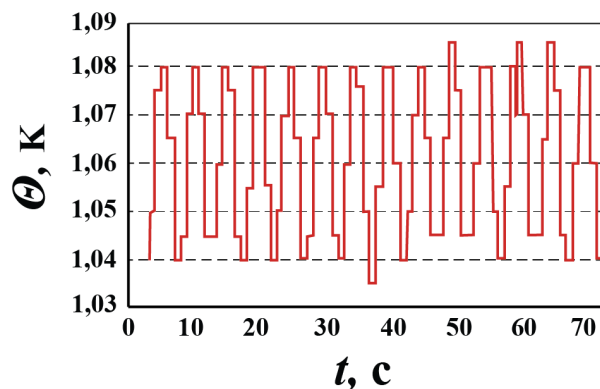


Рисунок 5.15 — Колебания сигнала, вызванные небольшим отклонением плоскости вращения от горизонта.

Для удобства сравнения с предыдущими результатами целесообразно привести значение центростремительного ускорения к аналогичному значению угла наклона  $\alpha$ :

$$\alpha = \arctan \left( \frac{b\omega^2}{g} \right). \quad (5.9)$$

До определенного значения угловой скорости ( $\omega = 0.54$  рад/с), или соответствующего ей ускорения ( $g_x = 0.15$  м/с<sup>2</sup>), амплитуда сигнала возрастает вместе с ростом центробежной силы. Дальнейшее увеличение  $\omega$  приводит к уменьшению амплитуды колебаний сигнала. Инертная гидродинамическая система не успевает отреагировать на внешнее возмущение.

Рисунок 5.16 демонстрирует влияние угловой скорости вращения, выраженной через угол наклона из уравнения 5.9, на среднюю разницу температур между спаями сигнальной термопары, расположенной вблизи нагревателя.

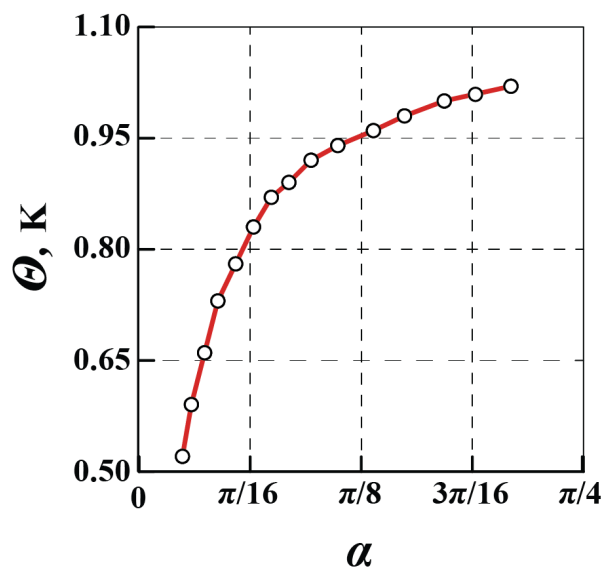


Рисунок 5.16 — Влияние центробежных сил на сигнал термопары при постоянном нагреве. Для сравнения с предыдущими результатами, значения силы выражены через угол наклона кюветы.

Полученная зависимость на рисунке 5.12 качественно повторяет результаты для наклона кюветы. Таким образом, по значению сигнала можно судить о внешнем инерционном воздействии.

С целью повышения чувствительности датчика к непродолжительным по времени воздействиям (толчкам, ударам, небольшим смещениям) изучалась возможность использования пульсационного режима подогрева. В этом случае для создания внешнего воздействия использовали ту же вращательную установку, что и при постоянном нагреве. Рабочей жидкостью оставался гептан. Выдерживались те же условия вращения кюветы. Пульсационный нагрев проводили с использованием блока питания и управления “Термодат-49СД1”. Напряжение подавалось по позиционному закону. В ходе эксперимента изучались зависимости амплитуды сигнала и среднего значения разницы температур между спаями сигнальной

термопары от угловой скорости вращения. Результаты измерений и их сравнение с теоретическими оценками показаны на рисунке 5.17

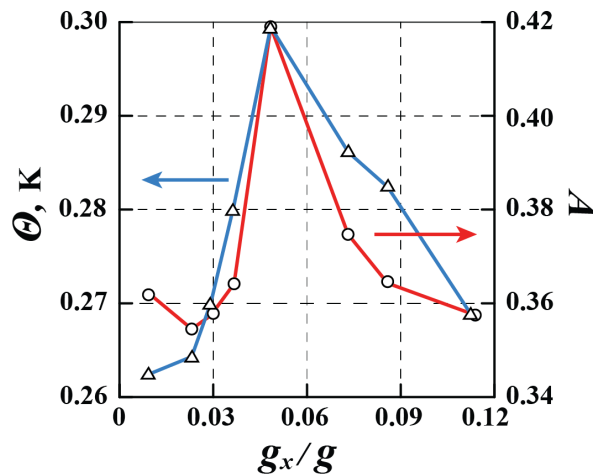


Рисунок 5.17 — Зависимость амплитуды сигнала и среднего значения разницы температур между спаями горизонтальной термопары от угловой скорости вращения. Голубым отмечены экспериментальные точки. Красным – результаты численного моделирования из работы [17].

Эксперименты проводились при следующих параметрах: значения нижней уставки – 2.6 К, верхней уставки – 3 К, времени полупериода 10 с. На полученных кривых наблюдается максимум амплитуды сигнала и разницы температур, регистрируемой сигнальными термопарами. Наличие точек экстремума объясняется параметрическим воздействием изменяющегося наклона плоскости вращения, что подтверждается численным экспериментом [17; 159]. При достижении определенного значения угловой скорости ( $\omega = 1$  рад/с, что на рисунке соответствует значению отношения ускорений  $g_x/g = 0.05$ ) резко увеличивается средняя амплитуда сигнала и значение среднего перепада температур на сигнальных термопарах. Такое поведение является следствием “опрокидывания” конвективного факела, связанного с параметрическим воздействием небольшого наклона плоскости вращения, так как возникают колебания вблизи среднего отклонения относительно оси вращения.

#### 5.4 Выводы по пятой главе

Проведены оценки применимости узких слоев локально подогреваемой жидкости для измерения ускорений. Рассмотрено влияние угла наклона и внешнего инерционного воздействия на структуру соответствующего конвективного течения. Определено оптимальное место расположения термочувствительных элементов для эффективного измерения сопутствующих температурных искажений. Показана принципиальная возможность измерений ускорений вплоть до  $10^{-2}g$  на распространенном оборудовании.

Изготовлен лабораторный образец конвективного акселерометра. Рассмотрена возможность применения конструкции в качестве угломера в диапазоне малых углов. Исследовано поведение конвективной системы при постоянном и пульсационном подогреве в поле центробежных сил. Продемонстрировано соответствие экспериментальных данных исследования течения в ячейке Хеле – Шоу при наклоне кюветы с результатами, полученными при её вращении с постоянным нагревом. По комплексу выявленных в ходе испытаний характеристик, изготовленный прибор может быть использован в качестве датчика сильных ускорений.

## Заключение

### Итоги выполненного исследования:

1. Продемонстрировано, что возникновение конвективного течения над нагревателями круглой, квадратной, треугольной и пятиугольной форм может протекать с образованием одиночного или раздвоенного теплового плюма. Значение критического числа Рэлея, разграничивающего области реализации этих режимов, заключено в интервале  $Ra_{Nc} = (8.6 \pm 0.2) \cdot 10^2$  и остается постоянным для всех нагревателей правильной многоугольной формы.
2. Показано, что процесс эволюции теплового плюма в узком вертикальном слое качественно совпадает с осесимметричным случаем, однако протекает значительно медленнее. Сравнение результатов эксперимента с численным расчетом позволило выявить зависимость скорости роста теплового плюма от геометрии задачи и условий подогрева. Получена формула для скорости роста теплового плюма в случае постоянной температуры нагревателя.
3. Обнаружено, что, в условиях локализованного подогрева снизу узкого вертикального слоя жидкости, рост числа Рэлея приводит к смене зеркально-симметричного режима течения асимметричным. Показано, что с увеличением толщины рабочего слоя или аспектного соотношения сторон, критическое число Рэлея, разделяющее области существования режимов, уменьшается. Результаты расчетов согласуются с данными натурного эксперимента.
4. Проанализирована возможность использования узких вертикальных слоев в качестве рабочего элемента конвективных акселерометров. Проведены оценки чувствительности потенциального прибора. Изучено влияние угла наклона кюветы, а также внешнего инерционного воздействия на поля температуры и скорости в локально подогреваемой ячейке Хеле-Шоу. Исследованные системы могут быть пригодны для измерения низкочастотных сильных ускорений.

### Перспективы дальнейшей разработки темы.

В дальнейшем работа может быть продолжена в нескольких направлениях. Так, наиболее перспективными для разработки автору диссертации кажутся



вопросы начального этапа организации конвективных течений над локализованными источниками тепла. В описанных экспериментах исследовалась разделение одиночного плюма на две тепловые струи. Как показали тестовые эксперименты, увеличивая размер нагревателя можно разделить плюм и на три, и даже на четыре части. Эти переходы до сих пор остаются неизученными.

Работа по изучению скорости роста теплового плюма в замкнутой полости может быть продолжена в направлении расширения области применимости и дополнения модели Бэтчелора. Кроме влияния стратификации физико-химических параметров жидкости, не рассмотренными остаются вопросы о развитии плюма в условиях переменных ускорений.

В качестве возможного продолжения исследований установившегося конвективного течения, автор рассматривает влияние расположения компактного нагревателя на интегральные тепловые характеристики. Кроме того, можно изучить более сложные геометрии.

Рассмотрение узких слоев в качестве рабочих элементов конвективных акселерометров может развиваться в сторону миниатюризации установок. Повышении их энергоэффективности и точности.

#### **Благодарности.**

Автор выражает благодарность и большую признательность сотрудникам кафедры общей физики ПГНИУ, и в первую очередь своему бывшему курсовику, а ныне аспиранту, Сбоеву Ивану Олеговичу за помощь в организации и проведении расчетов и экспериментов. Автор благодарен Борису Леонидовичу Смородину за помощь в организации защиты и чуткое руководство на самом сложном этапе представления работы. Автор благодарит заведующего кафедрой общей физики Игоря Аркадьевича Бабушкина за обсуждение полученных результатов, оформления и структуры диссертационной работы. Автор благодарен Александру Федоровичу Глухову за своевременную и конструктивную критику экспериментальных методик и методов обработки результатов измерений. Автор благодарит Виталия Анатольевича Демина за многочисленные обсуждения работы и критику полученных результатов. Также автор благодарен своим друзьям – научному коллективу лаборатории межфазной гидродинамики за всестороннюю поддержку.

Особенную признательность за руководство, воспитание и наставления автору хотелось бы высказать двум людям: своему первому научному руководителю, замечательному человеку и ученому, Путину Геннадию Федоровичу, а

также идейному вдохновителю, нравственному ориентиру и просто бесконечно любознательному человеку, Братухину Юрию Клавдиевичу. К сожалению, оба этих выдающихся физика уже не смогут ощутить мою благодарность.

## Список литературы

1. *Dietz, R. S.* Continent and ocean basin evolution by spreading of the sea floor / R. S. Dietz // *Nature*. — 1961. — Т. 190, № 4779. — С. 854—857.
2. *Hess, H. H.* History of ocean basins / H. H. Hess // *Petrologic studies*. — 1962. — Т. 4. — С. 599—620.
3. *Dietz, R. S.* Reconstruction of Pangaea: Breakup and dispersion of continents, Permian to Present / R. S. Dietz, J. C. Holden // *Journal of Geophysical Research*. — 1970. — Т. 75, № 26. — С. 4939.
4. *Evans, R. L.* Geophysics: Making the Earth move / R. L. Evans // *Nature*. — 2014. — Т. 509, № 7498. — С. 40—41.
5. *Turcotte, D.* Finite amplitude convective cells and continental drift / D. Turcotte, E. Oxburgh // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1967. — Т. 28, № 01. — С. 29—42.
6. *Parsons, B.* Mantle convection and the thermal structure of the plates / B. Parsons, D. McKenzie // *J. geophys. Res.* — 1978. — Т. 83, В9. — С. 4485—4496.
7. Mantle convection in the Middle East: Reconciling Afar upwelling, Arabia indentation and Aegean trench rollback / C. Faccenna [и др.] // *Earth and Planetary Science Letters*. — 2013. — Т. 375. — С. 254—269.
8. *Wolfe, C. J.* Iceland mantle plume / C. J. Wolfe, I. T. Bjarnason // *Nature*. — 1997. — Т. 385. — С. 16.
9. *Steinberger, B.* Plumes in a convecting mantle: Models and observations for individual hotspots / B. Steinberger // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. — 2000. — Т. 105, В5. — С. 11127—11152.
10. A mantle plume origin for the Siberian traps: uplift and extension in the West Siberian Basin, Russia / A. D. Saunders [и др.] // *Lithos*. — 2005. — Т. 79, № 3. — С. 407—424.
11. *White, R.* Magmatism at rift zones: the generation of volcanic continental margins and flood basalts / R. White, D. McKenzie // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. — 1989. — Т. 94, В6. — С. 7685—7729.

12. Lead isotopes reveal bilateral asymmetry and vertical continuity in the Hawaiian mantle plume / W. Abouchami [и др.] // *Nature*. — 2005. — Т. 434, № 7035. — С. 851—856.
13. Bifurcation of the Yellowstone plume driven by subduction-induced mantle flow / C. Kincaid [и др.] // *Nature Geoscience*. — 2013. — Т. 6, № 5. — С. 395—399.
14. *Turner, J.* Buoyant plumes and thermals / J. Turner // *Annual Review of Fluid Mechanics*. — 1969. — Т. 1, № 1. — С. 29—44.
15. *Гинзбург, А.* Грибовидные течения в океане (по данным анализа спутниковых изображений) / А. Гинзбург, К. Федоров // *Исслед. Земли из космоса*. — 1984. — № 3. — С. 101—106.
16. *Иванова, А. А.* Устойчивость конвективного течения в горизонтальном коаксиальном зазоре в зависимости от числа Прандтля / А. А. Иванова, В. Г. Козлов // *Конвективные течения*. — 2003. — № 1.
17. *Бабушкин, И. А.* Численное моделирование работы конвективного датчика при действии центробежной силы / И. А. Бабушкин, В. А. Демин, Д. В. Пепеляев // *Известия Томского политехнического университета*. — 2011. — Т. 318, № 4.
18. *Вульфсон, А.* Автомодельные режимы распространения нестационарной высокотемпературной конвективной струи в адиабатической атмосфере / А. Вульфсон, О. Бородин // *Журнал прикладной механики и технической физики РАН*. — 2001. — Т. 42, № 2. — С. 81—87.
19. *Ганжерли, Н.* Исследование свободно-конвективной струи методом голографической интерферометрии / Н. Ганжерли, И. Маурер, Д. Черных // *Журнал технической физики*. — 2002. — Т. 72, № 2. — С. 42—47.
20. *Богатырев, Г.* Возбуждение циклонического вихря или лабораторная модель тропического циклона / Г. Богатырев // *Письма в ЖЭТФ*. — 1990. — Т. 51, № 11. — С. 557—559.
21. *Gavrilov, K.* Lifting regimes of thermal plumes in vertical layer / K. Gavrilov, V. Demin, E. Popov // *Computational Continuum Mechanics*. — 2013. — Т. 6, № 3. — С. 261—268.

22. Horizontal rolls in convective flow above a partially heated surface / A. Sukhanovsky [и др.] // *The European Physical Journal B*. — 2012. — Т. 85, № 1. — С. 1—12.
23. *Batalov, V.* Laboratory study of differential rotation in a convective rotating layer / V. Batalov, A. Sukhanovsky, P. Frick // *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*. — 2010. — Т. 104, № 4. — С. 349—368.
24. *Gebhart, B.* Steady laminar natural convection plumes above a horizontal line heat source / B. Gebhart, L. Pera, A. Schorr // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 1970. — Т. 13, № 1. — 161IN5169—168171.
25. *Woods, A. W.* Turbulent plumes in nature / A. W. Woods // *Annual Review of Fluid Mechanics*. — 2010. — Т. 42. — С. 391—412.
26. *Yih, C.-S.* Round buoyant laminar and turbulent plumes / C.-S. Yih, F. Wu // *Physics of Fluids (1958-1988)*. — 1981. — Т. 24, № 5. — С. 794—801.
27. *Bill, R.* The transition of plane plumes / R. Bill, B. Gebhart // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 1975. — Т. 18, № 4. — С. 513—526.
28. *Paillat, S.* Entrainment in plane turbulent pure plumes / S. Paillat, E. Kaminski // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2014. — Т. 755. — R2.
29. *Pera, L.* Laminar plume interactions / L. Pera, B. Gebhart // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1975. — Т. 68, № 02. — С. 259—271.
30. *Markides, C. N.* Measurements of the statistical distribution of the scalar dissipation rate in turbulent axisymmetric plumes / C. N. Markides, E. Mastorakos // *Flow, Turbulence and Combustion*. — 2008. — Т. 81, № 1/2. — С. 221—234.
31. *Chakravarthy, R.* Local linear stability of laminar axisymmetric plumes / R. Chakravarthy, L. Lesshafft, P. Huerre // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2015. — Т. 780. — С. 344—369.
32. Numerical calculations of two-dimensional large Prandtl number convection in a box / J. Whitehead [и др.] // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2013. — Т. 729. — С. 584—602.
33. *Majumder, C. A. H.* Four dynamical regimes for a starting plume model / C. A. H. Majumder, D. A. Yuen, A. P. Vincent // *Physics of Fluids (1994-present)*. — 2004. — Т. 16, № 5. — С. 1516—1531.

34. *Lappa, M.* Thermal convection: patterns, evolution and stability / M. Lappa. — John Wiley & Sons, 2009.
35. Experimental and numerical investigation of unsteady behaviour in the near-field of pure thermal planar plumes / T. Hattori [и др.] // *Experimental Thermal and Fluid Science*. — 2013. — Т. 46. — С. 139—150.
36. Simulation and analysis of puffing instability in the near field of pure thermal planar plumes / T. Hattori [и др.] // *International Journal of Thermal Sciences*. — 2013. — Т. 69. — С. 1—13.
37. Prandtl number dependence and instability mechanism of the near-field flow in a planar thermal plume / T. Hattori [и др.] // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2013. — Т. 732. — С. 105—127.
38. The dynamics and interaction of laminar thermal plumes / E. Moses [и др.] // *EPL (Europhysics Letters)*. — 1991. — Т. 14, № 1. — С. 55.
39. *Moses, E.* An experimental study of laminar plumes / E. Moses, G. Zocchi, A. Libchaberii // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1993. — Т. 251. — С. 581—601.
40. *Kaminski, E.* Laminar starting plumes in high-Prandtl-number fluids / E. Kaminski, C. Jaupart // *Journal of fluid mechanics*. — 2003. — Т. 478. — С. 287—298.
41. Anatomy of a laminar starting thermal plume at high Prandtl number / A. Davaille [и др.] // *Experiments in Fluids*. — 2011. — Т. 50, № 2. — С. 285—300.
42. *Van Keken, P. E.* Dynamics of a laminar plume in a cavity: The influence of boundaries on the steady state stem structure / P. E. Van Keken, A. Davaille, J. Vatteville // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. — 2013. — Т. 14, № 1. — С. 158—178.
43. *Rodi, W.* Turbulent Buoyant Jets and Plumes: HMT: The Science & Applications of Heat and Mass Transfer. Reports, Reviews & Computer Programs. Т. 6 / W. Rodi. — Elsevier, 2014.
44. Fundamentals of heat and mass transfer / T. L. Bergman [и др.]. — John Wiley & Sons, 2011.
45. *Taylor, G.* Dynamics of a mass of hot gas rising in air / G. Taylor. — Technical Information Division, Oak Ridge Operations, 1946.

46. *Batchelor, G. K.* Heat convection and buoyancy effects in fluids / G. K. Batchelor // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. — 1954. — T. 80, № 345. — С. 339—358.
47. *Shlien, D.* Some laminar thermal and plume experiments / D. Shlien // Physics of Fluids (1958-1988). — 1976. — T. 19, № 8. — С. 1089—1098.
48. *Shlien, D.* Transition of the axisymmetric starting plume cap / D. Shlien // Physics of Fluids (1958-1988). — 1978. — T. 21, № 12. — С. 2154—2158.
49. *Whitehead, J. A.* Dynamics of laboratory diapir and plume models / J. A. Whitehead, D. S. Luther // Journal of Geophysical Research. — 1975. — T. 80, № 5. — С. 705—717.
50. *Olson, P.* Creeping plumes / P. Olson, H. Singer // Journal of Fluid Mechanics. — 1985. — T. 158. — С. 511—531.
51. Starting laminar plumes: Comparison of laboratory and numerical modeling / J. Vatteville [и др.] // Geochemistry, Geophysics, Geosystems. — 2009. — T. 10, № 12.
52. *Worster, M. G.* Laminar free convection in confined regions / M. G. Worster, A. M. Leitch // Journal of Fluid Mechanics. — 1985. — T. 156. — С. 301—319.
53. *Worster, M. G.* The axisymmetric laminar plume: asymptotic solution for large Prandtl number / M. G. Worster // Stud Appl Math. — 1986. — T. 75. — С. 139—152.
54. *Sherwood, T.* Interfacial phenomena in liquid extraction / T. Sherwood, J. Wei // Industrial & Engineering Chemistry. — 1957. — T. 49, № 6. — С. 1030—1034.
55. *Bartlett, S.* Emergence of competition between different dissipative structures for the same free energy source / S. Bartlett, S. Bullock. — 2015.
56. *Rogers, M. C.* Natural versus forced convection in laminar starting plumes / M. C. Rogers, S. W. Morris // Physics of Fluids. — 2009. — T. 21, № 8. — С. 1—8.
57. Large-eddy simulation and parameterization of buoyant plume dynamics in stratified flow / D. Yang [и др.] // Journal of Fluid Mechanics. — 2016. — T. 794, August. — С. 798—833.



58. *Eckert, K.* Plume and finger regimes driven by an exothermic interfacial reaction / K. Eckert, A. Grahn // *Physical review letters*. — 1999. — T. 82, № 22. — С. 4436.
59. *Li, S.* Parallel AMR Code for Compressible MHD or HD Equations / S. Li, H. Li // Los Alamos National Laboratory. Retrieved. — 2006. — С. 3—4.
60. Plume-tracking robots: A new application of chemical sensors / H. Ishida [и др.] // *The Biological Bulletin*. — 2001. — Т. 200, № 2. — С. 222—226.
61. Moth-inspired chemical plume tracing on an autonomous underwater vehicle / W. Li [и др.] // *IEEE Transactions on Robotics*. — 2006. — Т. 22, № 2. — С. 292—307.
62. *Cicone, A.* Hyperspectral chemical plume detection algorithms based on multidimensional iterative filtering decomposition / A. Cicone, J. Liu, H. Zhou // *Phil. Trans. R. Soc. A*. — 2016. — Т. 374, № 2065. — С. 20150196.
63. Temperature and velocity measurements of a rising thermal plume / N. Cagney [и др.] // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. — 2015. — Т. 16, № 3. — С. 579—599.
64. *Naylor, D.* Recent developments in the measurement of convective heat transfer rates by laser interferometry / D. Naylor // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. — 2003. — Т. 24, № 3. — С. 345—355.
65. Coherent gradient sensing interferometry: application in convective fluid medium for tomographic measurements / D. Mishra [и др.] // *Experiments in fluids*. — 2005. — Т. 38, № 1. — С. 59—69.
66. *Bahl, S.* Three-dimensional image reconstruction using interferometric data from a limited field of view with noise / S. Bahl, J. A. Liburdy // *Applied optics*. — 1991. — Т. 30, № 29. — С. 4218—4226.
67. *Bahl, S.* Measurement of local convective heat transfer coefficients using three-dimensional interferometry / S. Bahl, J. Liburdy // *International journal of heat and mass transfer*. — 1991. — Т. 34, № 4/5. — С. 949—960.
68. *Lappa, M.* Some considerations about the symmetry and evolution of chaotic Rayleigh–Bénard convection: The flywheel mechanism and the “wind” of turbulence / M. Lappa // *Comptes Rendus Mécanique*. — 2011. — Т. 339, № 9. — С. 563—572.

69. *Богатырев, Г.* Физическая модель вращения тропического циклона / Г. Богатырев, Б. Смородин // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1996. — Т. 63, № 1. — С. 25—28.
70. *Sukhanovskii, A.* Horizontal rolls over localized heat source in a cylindrical layer / A. Sukhanovskii, A. Evgrafova, E. Popova // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. — 2016. — Т. 316. — С. 23—33.
71. *Sukhanovskii, A.* Laboratory study of a steady-state convective cyclonic vortex / A. Sukhanovskii, A. Evgrafova, E. Popova // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 2016.
72. *Смородин, Б.* Устойчивость конвективных течений во вращающемся слое жидкости при различных условиях подогрева / Б. Смородин // *Прикладная механика и техническая физика*. — 1998. — Т. 39, № 1. — С. 69—74.
73. *Koca, A.* The effects of Prandtl number on natural convection in triangular enclosures with localized heating from below / A. Koca, H. F. Oztop, Y. Varol // *International communications in heat and mass transfer*. — 2007. — Т. 34, № 4. — С. 511—519.
74. *Varol, Y.* Natural convection in a triangle enclosure with flush mounted heater on the wall / Y. Varol, A. Koca, H. F. Oztop // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. — 2006. — Т. 33, № 8. — С. 951—958.
75. *Varol, Y.* Natural convection heat transfer in Gambrel roofs / Y. Varol, A. Koca, H. F. Oztop // *Building and environment*. — 2007. — Т. 42, № 3. — С. 1291—1297.
76. *Oztop, H. F.* Laminar natural convection heat transfer in a shed roof with or without eave for summer season / H. F. Oztop, Y. Varol, A. Koca // *Applied thermal engineering*. — 2007. — Т. 27, № 13. — С. 2252—2265.
77. *Varol, Y.* Laminar natural convection in saltbox roofs for both summerlike and winterlike boundary conditions / Y. Varol, A. Koca, H. F. Oztop // *Journal of Applied Sciences*. — 2006. — Т. 6. — С. 2617—2622.
78. *Cheikh, N. B.* Influence of thermal boundary conditions on natural convection in a square enclosure partially heated from below / N. B. Cheikh, B. B. Beya, T. Lili // *International communications in heat and mass transfer*. — 2007. — Т. 34, № 3. — С. 369—379.

79. *Sheremet, M. A.* Unsteady conjugate thermogravitational convection in a cylindrical region with local energy source / M. A. Sheremet // *Thermophysics and Aeromechanics*. — 2011. — T. 18, № 3. — С. 447—458.
80. *Kuznetsov, G. V.* Natural convection in a closed parallelepiped with a local energy source / G. V. Kuznetsov, V. I. Maksimov, M. A. Sheremet // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. — 2013. — T. 54, № 4. — С. 588—595.
81. *Martyushev, S. G.* Conjugate natural convection combined with surface thermal radiation in an air filled cavity with internal heat source / S. G. Martyushev, M. A. Sheremet // *International Journal of Thermal Sciences*. — 2014. — T. 76. — С. 51—67.
82. *Kuznetsov, G. V.* Conjugate natural convection in an enclosure with local heat sources / G. V. Kuznetsov, M. Sheremet // *Computational Thermal Sciences: An International Journal*. — 2009. — T. 1, № 3.
83. *Martyushev, S. G.* Characteristics of Rosseland and P-1 approximations in modeling nonstationary conditions of convection-radiation heat transfer in an enclosure with a local energy source / S. G. Martyushev, M. A. Sheremet // *Journal of Engineering Thermophysics*. — 2012. — T. 21, № 2. — С. 111—118.
84. *Kuznetsov, G. V.* On the possibility of controlling thermal conditions of a typical element of electronic equipment with a local heat source via natural convection / G. V. Kuznetsov, M. A. Sheremet // *Russian Microelectronics*. — 2010. — T. 39, № 6. — С. 427—442.
85. *Мухеев, М. А.* Основы теплопередачи / М. А. Михеев. — 1949.
86. *Goldstein, R.* Natural convection mass transfer adjacent to horizontal plates / R. Goldstein, E. Sparrow, D. Jones // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 1973. — T. 16, № 5. — С. 1025—1035.
87. *Sezai, I.* Natural convection from a discrete heat source on the bottom of a horizontal enclosure / I. Sezai, A. Mohamad // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2000. — T. 43, № 13. — С. 2257—2266.
88. *Husar, R.* Patterns of free convection flow adjacent to horizontal heated surfaces / R. Husar, E. Sparrow // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 1968. — T. 11, № 7. — С. 1206—1208.

89. *Al-Arabi, M.* Natural convection heat transfer from isothermal horizontal plates of different shapes / M. Al-Arabi, M. K. El-Riedy // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 1976. — Т. 19, № 12. — С. 1399—1404.
90. *Lewandowski, W. M.* Natural convection heat transfer from plates of finite dimensions / W. M. Lewandowski // International journal of heat and mass transfer. — 1991. — Т. 34, № 3. — С. 875—885.
91. *Radziemska, E.* Heat transfer by natural convection from an isothermal downward-facing round plate in unlimited space / E. Radziemska, W. Lewandowski // Applied Energy. — 2001. — Т. 68, № 4. — С. 347—366.
92. Free convection heat transfer and fluid flow above horizontal rectangular plates / W. M. Lewandowski [и др.] // Applied energy. — 2000. — Т. 66, № 2. — С. 177—197.
93. *Radziemska, E.* The effect of plate size on the natural convective heat transfer intensity of horizontal surfaces / E. Radziemska, W. Lewandowski // Heat transfer engineering. — 2005. — Т. 26, № 2. — С. 50—53.
94. *Lewandowski, W. M.* Heat transfer from polygonal horizontal isothermal surfaces / W. M. Lewandowski, P. Kubski, H. Bieszk // International journal of heat and mass transfer. — 1994. — Т. 37, № 5. — С. 855—864.
95. *Полежаев, В. И.* Механика невесомости и гравитационно-чувствительные системы / В. И. Полежаев, В. Сазонов // Препринт ИПМ им. АЮ Ишлинского РАН. — 2009. — № 898.
96. Приоритет (ы):(22) Дата подачи заявки: 25.02. 2009 (43) Дата публикации заявки: 27.08. 2010 Бюл. № 24 (45) Опубликовано: 20.06. 2011 Бюл. № 17 (56) Список документов, цитированных в отчете о / И. А. Бабушкин [и др.]. — 2009.
97. *Бабушкин, И. А.* Принципы регистрации инерционных сигналов с помощью конвективных датчиков / И. А. Бабушкин, В. А. Демин, Д. В. Пепеляев // Известия Томского политехнического университета. — 2010. — Т. 317, № 4.
98. *Бабушкин, И. А.* Численное моделирование работы конвективного датчика при действии центробежной силы / И. А. Бабушкин, В. А. Демин, Д. В. Пепеляев // Известия Томского политехнического университета. — 2011. — Т. 318, № 4.

99. *Varian, R. H.* Convection inclinometer / R. H. Varian. — 12 9.1952. — US Patent 2,620,571.
100. *Zworykin, V. K.* Convection current responsive instrument / V. K. Zworykin. — 4 20.1948. — US Patent 2,440,189.
101. Convective accelerometer and inclinometer / R. Dao [и др.]. — 12 3.1996. — US Patent 5,581,034.
102. Thermal convection accelerometer with closed-loop heater control / Y. Zhao [и др.]. — 9 21.2004. — US Patent 6,795,752.
103. *Katsumoto, K.* Two-axis accelerometer for detecting inclination without the effect of common acceleration / K. Katsumoto. — 2 2.2010. — US Patent 7,657,395.
104. *Lemkin, M.* A three-axis micromachined accelerometer with a CMOS position-sense interface and digital offset-trim electronics / M. Lemkin, B. E. Boser // IEEE Journal of solid-state circuits. — 1999. — Т. 34, № 4. — С. 456—468.
105. International deployment of accelerometers: a network for very long period seismology / D. Agnew [и др.] // Eos, Transactions American Geophysical Union. — 1976. — Т. 57, № 4. — С. 180—188.
106. A MEMS based seismic sensor using the electrochemical approach / G. Li [и др.] // Procedia Engineering. — 2012. — Т. 47. — С. 362—365.
107. *Kaltsas, G.* A thermal convective accelerometer system based on a silicon sensor—study and packaging / G. Kaltsas, D. Goustouridis, A. Nassiopoulou // Sensors and Actuators A: Physical. — 2006. — Т. 132, № 1. — С. 147—153.
108. Measurement of inertial microaccelerations with the use of convection sensors / I. Babushkin [и др.] // Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. — 2009. — Т. 3, № 1. — С. 142—147.
109. *Седельников, А.* Проблема микроускорений: 30 лет поиска решения / А. Седельников // Современные наукоемкие технологии. — 2005. — № 4.
110. Partial improvement of crystal quality for microgravity-grown apocrustacyanin C1 / E. Snell [и др.] // Acta Crystallographica Section D: Biological Crystallography. — 1997. — Т. 53, № 3. — С. 231—239.
111. *Glicksman, M.* Dendritic growth velocities in microgravity / M. Glicksman, M. Koss, E. Winsa // Physical review letters. — 1994. — Т. 73, № 4. — С. 573.

112. Convection during crystal growth on earth and in space / V. Polezhayev [и др.] // Journal of Crystal Growth. — 1981. — Т. 52. — С. 465—470.
113. Experimental evidence for the stability of the depletion zone around a growing protein crystal under microgravity / F. Otalora [и др.] // Acta Crystallographica Section D: Biological Crystallography. — 2001. — Т. 57, № 3. — С. 412—417.
114. Crystal growth and segregation under zero gravity: Ge / A. Witt [и др.] // Journal of the Electrochemical Society. — 1978. — Т. 125, № 11. — С. 1832—1840.
115. Preliminary investigations of protein crystal growth using the space shuttle / L. J. DeLucas [и др.] // Journal of Crystal Growth. — 1986. — Т. 76, № 3. — С. 681—693.
116. *Гришин, С. Д.* Космическая технология и производство / С. Д. Гришин, Л. В. Лесков, В. В. Савичев // М.: Знание. — 1978. — Т. 64. — С. 14.
117. *Gatos, H. C.* Semiconductor crystal growth and segregation problems on earth and in space / H. C. Gatos // MRS Proceedings. Т. 9. — Cambridge Univ Press. 1981. — С. 355.
118. *Zeng, H. C.* Synthetic architecture of interior space for inorganic nanostructures / H. C. Zeng // Journal of Materials Chemistry. — 2006. — Т. 16, № 7. — С. 649—662.
119. Некоторые результаты выращивания кристаллов полупроводников в условиях микрогравитации (к 50-летию полета ЮА Гагарина в космос) / И. Шульпина [и др.] // Физика твердого тела. — 2012. — Т. 54, № 7. — С. 1264—1268.
120. Protein crystal growth in microgravity / L. J. DeLucas [и др.] // Science. — 1989. — Т. 246, № 4930. — С. 651—654.
121. Improvements in lysozyme protein crystal perfection through microgravity growth / E. Snell [и др.] // Acta Crystallographica Section D: Biological Crystallography. — 1995. — Т. 51, № 6. — С. 1099—1102.
122. Magnetically controlled gravity for protein crystal growth / М. Heijna [и др.] // Applied physics letters. — 2007. — Т. 90, № 26. — С. 264105.



123. Preparation for the VIP-CRIT space experiment on the ISS: an analysis of MIR experiments and ground-based studies of heat transfer and phase separation in near-critical fluid / V. Polezhaev [и др.] // Journal of the Japan Society of Microgravity Applications. Vol. 25, N. 3. — 2008. — С. 285.
124. Investigation of convection and low-frequency microgravity onboard the MIR orbital station using the DAKON detector / I. Babushkin, G. Bogatyrev, A. Glukhov [и др.] // Cosmic Res. — 2001. — Т. 32. — С. 150—158.
125. Исследование микроускорений на борту МКС с помощью датчика конвекции ДАКОН-М / Г. Ф. Путин [и др.] // Препринты Института прикладной математики им. МВ Келдыша РАН. — 2011. — № 1. — С. 23—26.
126. Эксперименты с датчиком конвекции ДАКОН-М на МКС и ТГК Прогресс / Г. Ф. Путин [и др.] // Препринты Института прикладной математики им. МВ Келдыша РАН. — 2014. — № 1. — С. 40—76.
127. Study of microaccelerations onboard the International Space Station with the DAKON-M convection sensor / G. Putin [и др.] // Cosmic Research. — 2012. — Т. 50, № 5. — С. 346—352.
128. Experiments with the DAKON-M convection sensor / G. Putin [и др.] // Cosmic Research. — 2017. — Т. 55, № 4. — С. 263—269.
129. *Frederick, R. L.* On the transition from conduction to convection regime in a cubical enclosure with a partially heated wall / R. L. Frederick, F. Quiroz // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2001. — Т. 44, № 9. — С. 1699—1709.
130. *Oosthuizen, P. H.* Natural convection in a rectangular enclosure with two heated sections on the lower surface / P. H. Oosthuizen, J. T. Paul // International Journal of Heat and Fluid Flow. — 2005. — Т. 26, 4 SPEC. ISS. — С. 587—596.
131. *Sairamu, M.* Natural convection in power-law fluids from a tilted square in an enclosure / M. Sairamu, R. P. Chhabra // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2013. — Т. 56, № 1/2. — С. 319—339.
132. *Sheremet, M. a.* The influence of cross effects on the characteristics of heat and mass transfer in the conditions of conjugate natural convection / M. a. Sheremet // Journal of Engineering Thermophysics. — 2010. — Т. 19, № 3. — С. 119—127.



133. Numerical investigation of laminar natural convective heat transfer from a horizontal triangular cylinder to its concentric cylindrical enclosure / X. Xu [и др.] // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2009. — Т. 52, № 13/14. — С. 3176—3186.
134. *Kitamura, K.* Heat transfer and fluid flow of natural convection around large horizontal cylinders / K. Kitamura, F. Kami-iwa, T. Misumi // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 1999. — Т. 42, № 22. — С. 4093—4106.
135. *Kondrashov, A.* Effect of boundary conditions on thermal plume growth / A. Kondrashov, I. Sboev, K. Rybkin // Heat and Mass Transfer. — 2015. — С. 1—10.
136. Direct numerical simulations of a rapidly expanding thermal plume: structure and entrainment interaction / F. Plourde [и др.] // Journal of Fluid Mechanics. — 2008. — Т. 604. — С. 99—123.
137. Prandtl number dependence and instability mechanism of the near-field flow in a planar thermal plume / T. Hattori [и др.] // Journal of Fluid Mechanics. — 2013. — Т. 732, June 2016. — С. 105—127.
138. Simulation and analysis of puffing instability in the near field of pure thermal planar plumes / T. Hattori [и др.] // International Journal of Thermal Sciences. — 2013. — Т. 69. — С. 1—13.
139. *Kondrashov, A.* Heater shape effects on thermal plume formation / A. Kondrashov, I. Sboev, P. Dunaev // International Journal of Thermal Sciences. — 2017. — Т. 122. — С. 85—91.
140. *Ландау, Л.* Теоретическая физика. том VI. Гидродинамика / Л. Ландау, Е. Лифшиц // М: Наука. — 1986.
141. *Chu, H.* The effects of heater size, location, aspect ratio, and boundary conditions on two-dimensional, laminar, natural convection channels / H. Chu, S. Churchill, C. Patterson // Journal of Heat Transfer. — 1976. — Т. 98, № 3. — С. 513—513.
142. *Torrance, K.* Numerical study of natural convection in an enclosure with localized heating from below—creeping flow to the onset of laminar instability / K. Torrance, J. Rockett // Journal of Fluid Mechanics. — 1969. — Т. 36, № 01. — С. 33—54.

143. *Hasnaoui, M.* Natural convection heat transfer in rectangular cavities partially heated from below / M. Hasnaoui, E. Bilgen, P. Vasseur // *Journal of Thermophysics and Heat transfer.* — 1992. — T. 6, № 2. — C. 255—264.
144. *Aydin, O.* Natural convection in enclosures with localized heating from below and symmetrical cooling from sides / O. Aydin, W.-J. Yang // *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow.* — 2000. — T. 10, № 5. — C. 518—529.
145. *Corvaro, F.* Experimental analysis of natural convection in square cavities heated from below with 2D-PIV and holographic interferometry techniques / F. Corvaro, M. Paroncini // *Experimental thermal and fluid science.* — 2007. — T. 31, № 7. — C. 721—739.
146. Natural convection in a square enclosure heated periodically from part of the bottom wall / E. Lakhali [и др.] // *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications.* — 1995. — T. 27, № 3. — C. 319—333.
147. *Sarris, I.* Natural convection in rectangular tanks heated locally from below / I. Sarris, I. Lekakis, N. Vlachos // *International journal of heat and mass Transfer.* — 2004. — T. 47, № 14. — C. 3549—3563.
148. *Corcione, M.* Effects of the thermal boundary conditions at the sidewalls upon natural convection in rectangular enclosures heated from below and cooled from above / M. Corcione // *International Journal of Thermal Sciences.* — 2003. — T. 42, № 2. — C. 199—208.
149. *Ho, C.* A study of natural convection heat transfer in a vertical rectangular enclosure with two-dimensional discrete heating: effect of aspect ratio / C. Ho, J. Chang // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* — 1994. — T. 37, № 6. — C. 917—925.
150. *Dias, T.* Optimal location of heat sources on a vertical wall with natural convection through genetic algorithms / T. Dias, L. F. Milanez // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* — 2006. — T. 49, № 13. — C. 2090—2096.
151. *Nardini, G.* Heat transfer experiment on natural convection in a square cavity with discrete sources / G. Nardini, M. Paroncini // *Heat and Mass Transfer.* — 2012. — T. 48, № 11. — C. 1855—1865.

152. Heat transfer assessment of an alternately active bi-heater undergoing transient natural convection / P. S. Mahapatra [и др.] // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2015. — Т. 83. — С. 450—464.
153. *Deng, Q.-H.* Fluid flow and heat transfer characteristics of natural convection in square cavities due to discrete source–sink pairs / Q.-H. Deng // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2008. — Т. 51, № 25. — С. 5949—5957.
154. An overview and classification of thermal-aware scheduling techniques for multi-core processing systems / H. F. Sheikh [и др.] // Sustainable Computing: Informatics and Systems. — 2012. — Т. 2, № 3. — С. 151—169.
155. *Dau, V. T.* A 2-DOF convective micro accelerometer with a low thermal stress sensing element / V. T. Dau, D. V. Dao, S. Sugiyama // Smart Materials and Structures. — 2007. — Т. 16, № 6. — С. 2308.
156. Study on linearity of a micromachined convective accelerometer / X. Luo [и др.] // Microelectronic Engineering. — 2003. — Т. 65, № 1. — С. 87—101.
157. Experimental and finite-element study of convective accelerometer on CMOS / A. Chaehoi [и др.] // Sensors and Actuators A: Physical. — 2006. — Т. 132, № 1. — С. 78—84.
158. *Mezghani, B.* Development of an accurate heat conduction model for micromachined convective accelerometers / B. Mezghani, F. Tounsi, M. Masmoudi // Microsystem Technologies. — 2015. — Т. 21, № 2. — С. 345—353.
159. Thermal convection in a Hele-Shaw cell under the action of centrifugal forces / I. Babushkin [и др.] // Fluid Dynamics. — 2012. — Т. 47, № 1. — С. 10—19.
160. *Putin, G.* Experimental investigation of supercritical convective motions in a Hele-Shaw cell / G. Putin, E. Tkacheva // Fluid Dynamics. — 1979. — Т. 14, № 1. — С. 1—5.
161. *Babushkin, I.* Experimental and theoretical investigation of transient convective regimes in a Hele-Shaw cell / I. Babushkin, V. Demin // Fluid Dynamics. — 2006. — Т. 41, № 3. — С. 323—329.
162. Analytical and numerical analysis of bifurcations in thermal convection of viscoelastic fluids saturating a porous square box / A. Taleb [и др.] // Physics of Fluids. — 2016. — Т. 28, № 5. — С. 053106.

163. Flow and temperature measurement of natural convection in a Hele-Shaw cell using a thermo-sensitive liquid-crystal tracer / M. Ozawa [и др.] // *Experiments in Fluids*. — 1992. — Т. 12, № 4. — С. 213—222.
164. Sensitivity and power modeling of CMOS MEMS single axis convective accelerometers / B. Mezghani [и др.] // *Microelectronics Journal*. — 2013. — Т. 44, № 12. — С. 1092—1098.
165. A brief review of natural convection in enclosures under localized heating with and without nanofluids / H. F. Öztop [и др.] // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. — 2015. — Т. 60. — С. 37—44.
166. *Bruus, H. Theoretical microfluidics. 2008* / H. Bruus.
167. *Lange's handbook of chemistry. T. 1* / J. G. Speight [и др.]. — McGraw-Hill New York, 2005.
168. *Kondrashov, A. Evolution of convective plumes adjacent to localized heat sources of various shapes* / A. Kondrashov, I. Sboev, P. Dunaev // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2016. — Т. 103. — С. 298—304.
169. Modeling the influence of etching defects on the sensitivity of MEMS convective accelerometers / A. Rekik [и др.] // *Mixed-Signals, Sensors and Systems Test Workshop (IMS3TW), 2010 IEEE 16th International*. — IEEE. 2010. — С. 1—6.
170. Thermal optimization on micromachined convective accelerometer / X. Luo [и др.] // *Heat and Mass Transfer*. — 2002. — Т. 38, № 7/8. — С. 705—712.
171. An optimized micromachined convective accelerometer with no proof mass / X. Luo [и др.] // *Journal of Micromechanics and Microengineering*. — 2001. — Т. 11, № 5. — С. 504.
172. From 2D to 3D FEM simulations of a CMOS MEMS convective accelerometer / B. Mezghani [и др.] // *Microelectronics (ICM), 2011 International Conference on*. — IEEE. 2011. — С. 1—5.

## Список иллюстративных материалов

- 1.1 Три класса течений от компактного источника тепла: (а) плюм, (б) термик, (в) развивающийся плюм. Рисунки взяты из работы [14]. . . . . 11
- 1.2 Примеры течений для каждого из трех классов Тернера: (а) плюм, (б) термик, (в) развивающийся плюм. . . . . 12
- 1.3 Четыре режима развития теплового плюма в зависимости от соотношения толщин теплового и вязкого пограничных слоев. (а) Вязкий теплопроводный режим ( $a > 1/4$  и  $b > 1/4$ ). (б) Вязкий нетеплопроводный режим ( $a < 1/4$  и  $b > 1/4$ ). (в) Невязкий теплопроводный режим ( $a > 1/4$  и  $b < 1/4$ ). (г) Невязкий нетеплопроводный режим ( $a < 1/4$  и  $b < 1/4$ ). Иллюстрация из книги [34]. . . . . 14
- 1.4 Карта режимов в плоскости чисел Рэлея и Прандтля для классификации предложенной Маджамдер. Использование карты в практических целях затруднено неадекватным выбором характерного размера задачи. Иллюстрация из книги [34]. . . . . 16
- 1.5 Значения функции  $\epsilon$  из уравнения 1.4 для различных чисел Прандтля  $Pr$ . . . . . 19
- 1.6 Развитие неустойчивости Рэлея-Тейлора. Тяжелая жидкость (синяя) проваливается сквозь легкую (желтую). В результате образуется грибообразная структура – плюм. Иллюстрация взята из [59]. . . . . 21
- 1.7 Развитие конвекции Рэлея-Бенара. Возникающие на границах тепловые плюмы а) развиваются и б) объединяются, что приводит к организации крупномасштабного течения в). Иллюстрация из книги [68]. . . . . 23
- 1.8 Схематичное представления устройства микромеханического акселерометра. Рисунок из статьи [104]. . . . . 27
- 1.9 Измерительная камера датчика микроускорений ”Дакон-М”. . . . . 29

- 2.1 Схемы лабораторных установок для визуализации течения (а) и поля температуры (б). Цифрами а рисунке обозначены следующие элементы: 1 – нагреватель, 2 – источник постоянного тока, 3 – микровольтметр, 4 – источник лазерного излучения, 5 – камера, 6 – компьютер, 7 – медный теплообменник, 8 – резистор, 9 – теплоизолирующая текстолитовая подложка, 10 – слой исследуемой жидкости, 11 – инфракрасная камера. . . . . 32
- 2.2 Прогрев нагревателя для трех различных установочных температур. . . 34
- 2.3 Пример картины, наблюдаемой при помощи родамина. . . . . 35
- 2.4 Визуализация течения родамином в воде ( $Pr = 7$ ) для следующих температур и размеров круглого теплообменника: а)  $\Delta T = 2$  К,  $r_1 = 5.5$  мм,  $Ra = 6.0 \cdot 10^3$ , б)  $\Delta T = 15$  К,  $r_1 = 5.5$  мм,  $Ra = 4.5 \cdot 10^4$ , в)  $\Delta T = 35$  К,  $r_2 = 10.0$  мм,  $Ra = 6.3 \cdot 10^5$ . . . . . 36
- 2.5 Схематичное изображение структуры температурного поля и течения для различных сценариев развития: а) одиночный плюм; б) и в) – разделенный плюм. . . . . 37
- 2.6 Поля и профили температуры для разных сценариев развития конвективного факела. Рабочая среда – 10%-й раствор глицерина ( $Pr = 8$ ). Размер нагревателя  $r_1 = 5.5$  мм. Высота рабочего слоя  $h = 3$  мм. Значения температуры нагревателя и соответствующие им числа Рэлея: а)  $\Delta T = 1$  К,  $Ra = 6.0 \cdot 10^3$ , б)  $\Delta T = 25$  К,  $Ra = 1.5 \cdot 10^5$ , в)  $\Delta T = 35$  К,  $Ra = 6.3 \cdot 10^5$  (для нагревателя с радиусом  $r_2 = 10$  мм). . . . . 38
- 2.7 Карта режимов для круглого нагревателя радиусом  $r = 5.5$  мм в плоскости чисел Рэлея  $Ra$  и десятичного логарифма чисел Прандтля  $\log(Pr)$ . Толщина слоя рабочей жидкости  $h = 3$  мм. Синим цветом обозначена область существования одиночного, а красным – двойного плюма. . . . . 39

- 2.8 Поля и профили температуры для разных сценариев развития конвективного факела вблизи квадратного и треугольного нагревателей, вписанных в окружности одинакового радиуса. Жидкость – 10% раствор глицерина ( $Pr = 8$ ). Высота слоя жидкости  $h = 4$  мм. Превышения температуры нагревателя над комнатной и соответствующие числа Рэлея: а)  $\Delta T = 2$  К,  $Ra = 8.4 \cdot 10^3$ , б)  $\Delta T = 10$  К,  $Ra = 4.2 \cdot 10^4$ , в)  $\Delta T = 2$  К,  $Ra = 1.2 \cdot 10^4$ , г)  $\Delta T = 10$  К,  $Ra = 6.0 \cdot 10^4$ . . . . . 41
- 2.9 Карта режимов для различных форм нагревателя в плоскости эффективного числа Рэлея  $Ra_N$  и числа Прандтля  $Pr$ . В качестве рабочей жидкости использовались растворы глицерина. . . . . 43
- 2.10 Схема расчетной полости с граничными условиями. Начало системы координат совпадает с центром нижней грани. . . . . 44
- 2.11 Временная последовательность изображений полей температуры и скорости в плоскости  $y = 0$  для различных условий подогрева: (а) –  $Ra = 5.0 \cdot 10^2$ , соответствует перепаду температуры  $\Delta T = 1.5$  К для радиуса нагревателя  $r = 3.0$  мм, согласно классификации Маджамдер [33], развитие происходит по вязко-теплопроводному режиму ( $a > 1/4$  и  $b > 1/4$ ); (б) –  $Ra = 5.0 \cdot 10^4$  при  $\Delta T = 32$  К и  $r = 5.0$  мм. Вязкий нетеплопроводный режим ( $a < 1/4$  и  $b > 1/4$ ). . . . . 47
- 2.12 Диаметральное распределение давления над локальным источником тепла на высоте  $z = 1$  мм в разные моменты времени. (а) – одиночный плюм, (б) – раздвоенный плюм. В случае разделения температурного пограничного слоя, на середине профиля давления наблюдается локальный максимум. . . . . 48
- 2.13 Качественное сравнение результатов численного моделирования (а) с результатами натурального эксперимента (б), в котором методами инфракрасной съемки наблюдалось распределение тепла на свободной поверхности плоского слоя жидкости высотой  $h = 4.0$  мм. Условия подогрева такие, что  $Ra_1 = 5.0 \cdot 10^2$  (расчет, слева) и  $Ra_2 = 5.0 \cdot 10^4$  (расчет, справа). Полученные диаметральные профили скорости и в расчете, и в эксперименте, подтверждают разделение пограничного слоя. . . . . 49



- 2.14 Нормированные профили значения  $T_n$  (а) и градиента  $\frac{\partial T_n}{\partial x}$  (б) температуры над нагревателем (расчет – сплошная линия, эксперимент – штриховая линия).  $Ra_1 = 5.0 \cdot 10^2$  (одиночный плюм (а)) и  $Ra^2 = 5.0 \cdot 10^4$  (двойной плюм (б)). Классификация сценариев развития осуществляется путем подсчета числа нулей на осредненном графике распределения первой производной. Приведенные изображения соответствуют полям температуры, показанным на рисунке 2.13. . . . . . 50
- 2.15 (а) – Стационарное распределение температуры в сечении  $z = 1$  мм при числе Рэлея  $Ra_1 = 5.0 \cdot 10^2$ . (б) – Эволюция полей температуры в той же плоскости при  $Ra_2 = 1.0 \cdot 10^5$ . Источники тепла принимают форму треугольника, квадрата и пятиугольника, вписанных в окружность радиусом  $r = 5.0$  мм. При превышении температурой критического значения пограничный слой деформируется и область наибольшего прогрева смещается к вершинам источника тепла. . . . . 52
- 2.16 (а) – Установившееся поле скорости в сечении  $z = 1$  мм при числе Рэлея  $Ra_1 = 5.0 \cdot 10^2$ . (б) – Эволюция полей скорости в той же плоскости при  $Ra_2 = 1.0 \cdot 10^5$ . Источники тепла принимают форму треугольника, квадрата и пятиугольника, вписанных в окружность радиусом  $r = 5.0$  мм. Области наибольшей скорости совпадают с областями высокой температуры на рисунке 2.15. . . . . 53
- 2.17 Зависимость критического числа Рэлея от количества вершин источника тепла. При уменьшении числа углов фигуры порог устойчивости повышается, при этом величина управляющего параметра для круглого источника принимает асимптотическое значение  $Ra = 850$ . . . . . 54
- 2.18 Схематичное изображение локальных источников тепла, вписанных в окружность радиусом  $r$ . Для каждого нагревателя указана характерная длина, преодолеваемая элементом жидкости по пути к объединению. . . . . 54
- 3.1 Схема конвективной ячейки и системы координат (а), иллюстрация лабораторной модели (б). Крестами отмечены места расположения спаев термопар. . . . . 59

- 3.2 Схема экспериментальной установки: 1 – конвективная ячейка, 2 – инфракрасная камера, 3 – полупроводниковый лазер с длиной волны 532 нм, 4 – высокоскоростная камера, 5 – микровольтметр, 6 – источник постоянного тока, 7 – компьютер. . . . . 60
- 3.3 График изменения безразмерной температуры нагревателя  $\Delta T_n$  со временем (а) и нормированное распределение температуры  $T_n$  на нижней грани вдоль оси  $x$  в последовательные моменты времени (б) при минимальном значении полезной мощности источника тепла 0.05 Вт . . . . . 61
- 3.4 Распределение нормированного значения температуры  $\Delta T_n$  вдоль вертикальной оси  $z$  в некоторый момент времени. Текущая высота плюма обозначена через  $H$  . . . . . 63
- 3.5 Последовательность ИК-снимков температурной неоднородности в плоскости соприкосновения широкой грани и жидкости. Время отсчитывается с момента включения источника питания: а – 15 с, б – 40 с, в – 600 с, г – 775 с Температура нагревателя  $\Delta T = 5$  К. . . . . 63
- 3.6 Векторные поля скорости, полученные методом PIV, и соответствующие линии тока, полученные методом наложения фотографий. . . . . 64
- 3.7 График изменения высоты плюма  $H$  со временем при различных мощностях подогрева  $Q_{max}$  (а) и профили мгновенной скорости  $W$  роста теплового фронта вдоль вертикальной оси  $z$ , соответствующие выбранным мощностям (б). . . . . 65
- 3.8 Функция квадратов скоростей распространения фронта тепловой волны, найденных в эксперименте и рассчитанных из уравнений 3.1 и 3.5 для случаев без учета и с учетом прогрева соответственно (а), отношение рассчитанной скорости к экспериментальной в зависимости от мощности источника тепла (б). . . . . 66
- 3.9 Схематичное представление исследуемой области . . . . . 67
- 3.10 Сравнение экспериментальных и расчетных полей температуры и скорости. (а) Эксперимент; (б) и (в) – расчет в плоскостях  $xz$  и  $yz$ , соответственно; (г) Профили температуры и скорости вдоль вертикальной оси  $z$ . . . . . 70

3.11	Изменение температуры нагревателя со временем. Приведены показания термопар (ромбы) и аппроксимирующая кривая, используемая в расчете в качестве функции задержки. . . . .	71
3.12	Сравнение нормированного сигнала измерительной термопары и результатов численного моделирования. . . . .	72
3.13	Расчетные (сплошные линии) и экспериментальная (точки) зависимости скорости роста плюма в узком слое от интенсивности нагрева в сравнении с теорией Бэтчелора (пунктирная линия) для осесимметричного случая. . . . .	73
3.14	Схема структуры теплового пограничного слоя вблизи поверхности локализованного источника тепла. . . . .	74
3.15	Зависимость нормализованной скорости роста теплового плюма от кратного изменения различных параметров рабочей среды. . . . .	76
3.16	Изменение высоты плюма со временем для различных тепловых условиях на боковых границах. . . . .	77
3.17	Размерная (а) и нормированная (б) зависимости скорости роста конвективного факела от толщины слоя жидкости. . . . .	78
3.18	Нормированная зависимость скорости всплытия теплового плюма от размеров нагревателя. . . . .	79
3.19	Эволюция раздвоенного плюма. На рисунке показаны поля температуры (а), скорости (б) и компоненты ротора скорости, перпендикулярной плоскости наблюдения (в). . . . .	80
4.1	Схематичное изображение расчетной области . . . . .	85
4.2	а) Геометрия рабочей полости. б) Схема лабораторной установки. Цифрами обозначены следующие элементы: 1 – измерительная кювета, 2 – тепловизор, 3 – источник постоянного лазерного излучения, 4 – фотоаппарат, 5 – блок обработки термопарных измерений и ПИД-регуляции нагрева, 6 – источник опорного напряжения, 7 – компьютер. . . . .	88
4.3	Экспериментальные поля скорости и температуры. $\Delta T = 2 \text{ К}$ ( $Ra = 5.6 \cdot 10^5$ ), $A = 6/7$ , $R = 1 \text{ мм}$ и $d = 4 \text{ мм}$ . Первый симметричный двухваликовый режим. . . . .	90
4.4	Экспериментальные поля скорости и температуры. $\Delta T = 2 \text{ К}$ ( $Ra = 8.5 \cdot 10^6$ ), $A = 6/7$ , $R = 1$ и $d = 4$ . Второй асимметричный режим. . . . .	91

- 4.5 Результат численного моделирования. Линии тока и поле температуры приведены для следующих значений параметров:  $Ra = 10^5$ ,  $A = 6/7$ ,  $R = H/10$  и  $d_z \rightarrow \infty$ . Показанное течение соответствует первому – двухваликовому симметричному конвективному режиму. . . . . 91
- 4.6 Результат численного моделирования. Линии тока и поле температуры, для следующих величин параметров:  $Ra = 10^7$ ,  $A = 6/7$ ,  $R = H/10$  и  $d \rightarrow \infty$ . Рисунок демонстрирует потерю симметрии течения, и разделение крупного конвективного вала надвое. 92
- 4.7 Зависимость числа Нуссельта от числа Рэлея в двойном логарифмическом масштабе для  $A = 3/4$ ,  $R = H/10$  и  $d_z \rightarrow \infty$ . Области разграниченные пунктирными линиями и обозначенные разными цветами соответствуют диапазонам значений, внутри которых реализуется определенный тепловой режим. В крайней левой области наблюдается ползущее течение. Оно слабо сказывается на интенсивности теплового потока. В центральной части двухваликовое течение остается симметричным. В правой – симметрия течения нарушается. . . . . 94
- 4.8 Изменение значения корреляционной функции  $C(x)$  с увеличением числа Рэлея  $Ra$  для  $A = 3/4$ ,  $R = H/10$  и  $d_z \rightarrow \infty$ . Превышение порогового числа  $Ra_2$  приводит к потере симметрии течения. . . . . 96
- 4.9 Зависимость критических значений числа Рэлея  $Ra_1$  (круги и сплошная линия) и  $Ra_2$  (треугольники и пунктирная линия) от аспектного соотношения  $A$ . Размер нагревателя  $R = H/10$ . Толщина слоя  $d_z \rightarrow \infty$ . Области (0), соответствует режим ползущего течения. В области (1) реализуется первый, симметричный конвективный режим. В верхней части рисунка располагается область (2) существования второго асимметричного конвективного режима. . . . . 97
- 4.10 Зависимость расчетных ( $Ra_1$  – круги и  $Ra_2$  – треугольники) и экспериментальных (крест ”+” – ниже критического значения  $Ra_2$ , а наклонный крест ”×” – выше) критических значений числа Рэлея от толщины рабочего слоя  $d_z$ . Размер нагревателя  $R = H/10$ . Аспектное соотношение  $A = 6/7$ . . . . . 98

4.11	Влияние теплопроводности боковых границ на скорость потери симметрии течением. В случае теплопроводных границ асимметрия течения нарастает быстрее. . . . .	99
5.1	Схематичное изображение расчетной области . . . . .	102
5.2	Изотермы при различных значениях углах наклона. $Ra = 5 \cdot 10^6$ , $Pr = 6.9$ . . . . .	105
5.3	Линии тока при разных значениях углах наклона. $Ra = 5 \cdot 10^6$ , $Pr = 6.9$ . . . . .	105
5.4	Изменение средней кинетической энергии в расчетной области с увеличением угла наклона. $Ra = 5 \cdot 10^6$ , $Pr = 6.9$ . . . . .	106
5.5	Величина тепловых потоков через верхнюю и боковые стенки в зависимости от угла наклона измерительной ячейки. $Ra = 5 \cdot 10^6$ , $Pr = 7$ . . . . .	106
5.6	Смоделированные показания термопар в зависимости от угла наклона измерительной ячейки при различном взаимном расположении чувствительных спаев. $Ra = 10^7$ , $Pr = 6.9$ . . . . .	107
5.7	Смоделированный сигнал термопары в зависимости от угла при различных значениях числа Рэлея. . . . .	109
5.8	Схематичное представление лабораторной модели. Крестами в кружках отмечены места расположения измерительных спаев дифференциальных термопар. . . . .	111
5.9	Визуализация установившегося течения в силиконовом масле. Результат наложения нескольких фотографий и изображение в инфракрасной области спектра. Значения управляющих параметров: $Ra = 10^5$ , $Pr = 2 \cdot 10^3$ . . . . .	113
5.10	Схема установки для изучения влияния угла наклона измерительной ячейки. . . . .	114
5.11	Эволюция течения с увеличением угла наклона плоскости широких граней. Треки частиц и соответствующие им поля температуры. . . . .	115
5.12	Сравнение рассчитанных и экспериментальных сигналов термопар в зависимости от угла наклона при разных мощностях нагрева. . . . .	116
5.13	Схематичное изображение центрифуги, использованной для исследования влияния центробежных ускорений. . . . .	116

- 5.14 Фрагмент термограммы. Изменение сигнала измерительных термопар связано с постепенным увеличением центробежного воздействия. Цифрами обозначены показания трех термопар. Цветами – участки с различной угловой скоростью. . . . . 117
- 5.15 Колебания сигнала, вызванные небольшим отклонением плоскости вращения от горизонта. . . . . 118
- 5.16 Влияние центробежных сил на сигнал термопары при постоянном нагреве. Для сравнение с предыдущими результатами, значения силы выражены через угол наклона кюветы. . . . . 119
- 5.17 Зависимость амплитуды сигнала и среднего значения разницы температур между спаями горизонтальной термопары от угловой скорости вращения. Голубым отмечены экспериментальные точки. Красным – результаты численного моделирования из работы [17]. . . . 120

**Список таблиц**

1	Валидация расчетной сетки . . . . .	46
2	Физические свойства рабочей жидкости . . . . .	46
3	Критические значения управляющих параметров для различных многоугольников . . . . .	55
4	Используемые теплофизические параметры жидкостей . . . . .	69
5	Коэффициент пропорциональности $k$ для разных жидкостей . . . . .	82
6	Физические свойства рабочей жидкости . . . . .	87