

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет»  
Физический факультет  
Кафедра физики и технологии

*На правах рукописи*



Рысин Кирилл Юрьевич

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
ВИБРАЦИОННОЙ ТЕПЛОЙ КОНВЕКЦИИ  
ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ПЛОСКОМ СЛОЕ**

01.02.05 – Механика жидкости газа и плазмы

*Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук*

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук,  
профессор Козлов В.Г.

Пермь – 2020

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. ОСРЕДНЕННАЯ ТЕПЛОВАЯ КОНВЕКЦИЯ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ВОКРУГ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ОСИ ВЕРТИКАЛЬНОМ ПЛОСКОМ СЛОЕ.....	29
1.1. Экспериментальная установка. Методика эксперимента.....	30
1.2. Гравитационная тепловая конвекция в горизонтальном вращающемся слое. Отладочные эксперименты.....	39
1.2.1. Влияние скорости вращения на порог.....	39
1.2.2. Волновые числа структур.....	43
1.3. Конвекция в слое жидкости, вращающемся вокруг горизонтальной оси.....	46
1.3.1. Определение порога неустойчивости.....	46
1.3.2. Визуализация течений.....	48
1.3.3. Влияние инерционных волн.....	51
1.3.4. Граница устойчивости.....	58
1.4. Сравнение тепловой конвекции во вращающемся плоском слое, возбуждаемой гравитационным и вибрационным механизмами.....	62
ГЛАВА 2. ОСРЕДНЕННАЯ ТЕПЛОВАЯ КОНВЕКЦИЯ В СЛОЕ ВРАЩАЮЩЕМСЯ ВОКРУГ НАКЛОННОЙ ОСИ. РЭЛЕЕВСКИЙ И ВИБРАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМЫ КОНВЕКЦИИ.....	64
2.1. Особенности тепловой конвекции и теплопереноса при наклонном положении оси вращения.....	64
2.2. Конвективные структуры.....	69
2.3. Карта режимов конвекции.....	72
2.4. Влияние безразмерной скорости вращения на границы смены режимов конвекции.....	75
ГЛАВА 3. ВИБРАЦИОННАЯ ТЕПЛОВАЯ КОНВЕКЦИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ПЛОСКОМ СЛОЕ, ВОЗБУЖДАЕМАЯ ВРАЩАЮЩИМСЯ СИЛОВЫМ ПОЛЕМ. ВЛИЯНИЕ НА КОНВЕКЦИЮ ВРАЩЕНИЯ СЛОЯ.....	80
3.1. Экспериментальная установка.....	81
3.2. Вибрационная тепловая конвекция в горизонтальном плоском слое при круговых поступательных вибрациях в отсутствие вращения.....	90
3.2.1. Порог возникновения тепловой конвекции.....	90
3.2.2. Длины волн и вид конвективных структур.....	92
3.2.3. Влияние примеси. Термохромная методика визуализации конвективных потоков.....	94
3.2.4. Граница устойчивости на плоскости безразмерных параметров.....	102

3.3. Влияние вращения на тепловую вибрационную конвекцию в горизонтальном плоском слое.....	106
3.3.1. Пороги вибрационной конвекции.....	106
3.3.2. Длина волны в зависимости от безразмерных параметров.....	107
3.3.3. Влияние вращения на порог возникновения тепловой конвекции.....	110
3.3.4. Стабилизирующее действие вращения на вибрационную конвекцию.....	114
3.3.5. Инерционные волны в подогреваемом сверху вращающемся плоском слое.....	117
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	122
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	126

## ВВЕДЕНИЕ

Одним из современных направлений в исследовании процессов управления тепломассопереносом является изучение вибрационной тепловой конвекции. К такому типу конвективного движения в неоднородных по плотности средах относятся осредненные течения, возникающие под действием осциллирующих силовых полей. Модуляция внешних воздействий может использоваться для управления поведением жидкостей в условиях пониженной гравитации. Оценка влияния высокочастотных вибраций на неоднородные по плотности гидродинамические системы в условиях невесомости актуальна с точки зрения прикладной науки.

В представленной работе исследована тепловая конвекция во вращающемся плоском слое при его различных ориентациях в пространстве. Показано, что отклонение оси вращения от вертикали, сопровождающееся осцилляциями поля силы тяжести в системе отсчета полости, приводит к генерации осредненной, (вибрационной) тепловой конвекции. Исследована зависимость структуры конвективных потоков и теплопереноса от условий подогрева, скорости вращения полости, угла наклона слоя. Обнаружено существование в допороговой области вибрационной конвекции тороидальных валов, генерируемых в слое инерционными волнами. Важным результатом является построенная карта режимов вибрационной и рэлееской конвекции в зависимости от безразмерной скорости вращения на плоскости параметров гравитационного числа Рэлея ( $Ra$ ) и вибрационного параметра ( $R_v$ ).

Также экспериментально изучено влияние поляризованных по кругу вибраций на устойчивость механического равновесия жидкости в плоском горизонтальном слое, подогреваемом сверху. Показано, что возбуждение виброконвективного течения происходит пороговым образом с повышением интенсивности вибраций и проявляется в развитии в слое пространственных структур. Построена кривая устойчивости в координатах  $Ra$  и  $R_v$  при

отрицательных числах Рэлея. Исследовано влияние скорости вращения на порог возбуждения вибрационной конвекции и виброконвективные структуры в подогреваемом сверху слое жидкости.

### **Анализ современного состояния проблемы**

Изучение законов движения и поведения жидкости интересует исследователей давно, что объясняется вовлеченностью жидкости во множество природных и технологических процессов. Интенсивное развитие исследований движения жидкостей и газа и взаимодействиях потоков с телами породило такой раздел физики, как гидродинамика [1-3]. Одновременно с этим сформировались основные задачи и подходы к их решению. Развитие гидродинамических исследований привело к формированию новых направлений, среди многообразия которых можно выделить тепловую конвекцию, описывающую движение жидкости (газовой среды), возникающее из-за тепловой неоднородности среды [4, 5]. Присутствие в жидкости твердой или газовой фаз, наличие поверхностного натяжения, неоднородности концентрации примеси также могут служить источником движения.

#### **Тепловая конвекция**

Спектр задач о нарушении механического равновесия неизотермической жидкости (или газа) получил название тепловая конвекция [6-8]. Одной из характеристик тепловой конвекции является наличие порога возникновения конвективного движения жидкости. Переход от устойчивого режима к режиму конвекции происходит при некотором критическом значении безразмерного параметра – числа Рэлея [9]. Данный параметр определяет отношение подъемных сил к силам вязкостного трения, и представляется в виде  $Ra = g\beta\Theta h^3 / \nu\chi$ , где  $g$  – ускорение свободного падения,  $\Theta$  и  $h$  – характерные разность температур и размер полости (например, толщина слоя), а  $\beta$ ,  $\chi$  и  $\nu$  – коэффициенты объемного расширения, температуропроводности и кинематической вязкости жидкости. Первые эксперименты, проведенные Бенаром (с жесткой и свободной

границами) [7, 8], получили подтверждение и дальнейшее теоретическое развитие в работе Рэлея (условие со свободными от касательных напряжений границами) [9]. Для других граничных условий вычисления становятся более сложными, хотя основной результат – тот же [10-12]. Постановки задачи с различными граничными условиями приводят к решениям, которые различаются количественно, а не качественно. Для плоского слоя жидкости, нагретого снизу, было показано, что решение имеет форму двумерных валов. Эти валы подвержены различным типам неустойчивости в зависимости от значения числа Прандтля  $Pr = \nu/\chi$  и числа Рэлея. В трехмерном случае конвекция проявляется обычно в форме шестиугольников, впервые описанных Бенаром [7, 8]. Подробное обобщение конвекции Рэлея – Бенара, включающее в себя экспериментальные результаты и линейный анализ задачи, было предпринято Чандрасекаром [13]. Поведение гидродинамической системы обладает множеством нелинейных режимов, чему уделено внимание в работах [4, 14].

Широкое и всестороннее развитие теоретическая и экспериментальная тепловая конвекция при действии различных осложняющих факторов получила в Пермской гидродинамической научной школе, созданной Г.З. Гершуни, Е.М. Жуховицким и Г.Ф. Шайдуровым [4, 14], и в дальнейшем руководимой Д.В. Любимовым. Одним из важных научных направлений в этой школе стала вибрационная тепловая конвекция [15].

Интерес к изучению свободной конвекции в поле силы тяжести в различных постановках не прекращается и в настоящее время [16]. Возникают новые подходы к популярным моделям, описывающим конвекцию. В работе [17] исследуется обобщение классической системы уравнений Обербека – Буссинеска, являющейся отправной точкой бесчисленных тепловых динамических и хаотических систем. В качестве результата приводятся уравнения для коэффициента теплопроводности и вязкости, зависящие от температуры. Полученное автомодельное решение для температурного поля показало наличие мест возникновения конвективных ячеек Рэлея – Бенара. Результаты данного исследования, полученные вместо обычного усеченного преобразования Фурье, интересны в метеорологии, океанографии при

изучении климатических моделей, основанных на уравнениях, связывающих теплопроводность и динамику жидкости [18].

В теоретических исследованиях устойчивость жидкости, как правило, рассматривается в бесконечном горизонтальном слое. Однако в реальных экспериментах и технологических процессах слой всегда ограничен стенками с конечным коэффициентом теплопроводности. В прикладных задачах, связанных с переносом энергии, для правильного проектирования корпусов с целью достижения более высоких скоростей важен учет боковых стенок. В работе [19, 20] приводятся результаты исследования естественной конвективной теплопередачи в оболочках различных конфигураций, с изогнутыми и волнистыми стенками, заполненными жидкими или пористыми средами. Показано, что аспектное соотношение полости, а также наличие рельефа вдоль стенок играют значительную роль в распределении температуры и потока, что структуры потока в сложных оболочках в значительной степени зависят от отношения амплитуды возмущений к длине волны. Малоизученным остается сопряженный конвективный теплообмен на жестких боковых и горизонтальных границах области, занятой жидкостью. Важным является изучение влияния относительных размеров полости на пространственную форму течения, поля скорости и температуры, локальные и интегральные тепловые потоки, с ростом характерных перепадов температуры на границах полости в условиях сопряженного конвективного теплообмена со стенками [21]. В случае разной ориентации плоского слоя жидкости с углами наклона от 0 до 90 градусов численно исследовано возникающее неоднородное температурное поле внутри твердых стенок конечной теплопроводности [22].

Для практических применений в астрофизике важно изучать тепловую конвекцию при средних и высоких числах Рэлея. Экспериментальные исследования турбулентной конвекции Рэлея – Бенара охватывают диапазон чисел Рэлея вплоть до  $10^{10}$  [23] и демонстрируют зависимость числа  $Nu$ , пропорциональную  $Ra^{1/3}$ . Обнаружено, что в кольцевой ячейке колебания температуры, глобальные и локальные свойства турбулентной конвекции Рэлея – Бенара нечувствительны к изменению геометрии ячейки и остаются такими

же, как и в традиционных цилиндрических ячейках. Применение численных методов позволяет смоделировать стационарную конвекцию Рэлея – Бенара вдали от равновесия [24] и проанализировать гидродинамические аспекты задачи.

Конвективная система Рэлея – Бенара – одна из старейших и часто используемых фундаментальных моделей, предлагающая широкое разнообразие концептуальных поведений.

### **Влияние вращения на тепловую конвекцию**

Большой интерес представляет исследование тепловой конвекция во вращающихся системах. Множественные варианты управления нагревом и вращением образуют интересную область для изучения гидродинамической устойчивости, бифуркаций и турбулентности. Сравнение результатов исследований конвективного движения в жидкостях без вращения с результатами для вращающихся жидкостей вносит понимание того, насколько важно вращение и когда им можно пренебречь [25]. Тепловая конвекция в слое жидкости, нагретой снизу и вращающейся вокруг вертикальной оси, представляет собой простую модель, которая содержит фундаментальные силы, применимые к описанию циркуляции атмосферы и океана [4]. Управляющими параметрами для этой задачи являются число Рэлея и число Тейлора  $Ta = (2\Omega_{\text{rot}} h^2 / \nu)^2$ , дополнительным параметром служит число Фруда  $Fr = \Omega_{\text{rot}}^2 d / g$  – отношение центробежной силы к силе гравитации. Здесь  $h$  – толщина слоя,  $d$  – характерный горизонтальный масштаб,  $\Omega_{\text{rot}} = 2\pi f_{\text{rot}}$  – угловая скорость вращения. Часто в задачах можно встретить аналог числа Тейлора, безразмерную скорость вращения, характеризующую отношение силы Кориолиса к силе вязкости, представленную в виде  $\omega_{\text{rot}} = \sqrt{Ta/4}$  или в виде  $\omega_{\text{rot}} = \Omega_{\text{rot}} h^2 / \nu$ . Важную роль в конвекции также играет число Прандтля. Дополнительным параметром, не менее важным в экспериментах во вращающейся полости, является соотношение  $\Gamma = R/h$ , где  $R$  – радиус цилиндрической полости.

При рассмотрении конвекции во вращающихся системах к существующему балансу между гравитационной плавучестью и вязким сопротивлением



добавляются сила Кориолиса и центробежная сила [26]. Однако в большинстве теоретических подходов центробежная сила игнорируется, в предположении, что она мала по сравнению с действием гравитации. Линейная устойчивость вращающейся конвекции для бесконечно протяженного слоя впервые была рассмотрена Чандрасекаром [13, 27] и Веронисом [28]. Для  $Pr > 0.68$  начало конвекции должно быть стационарным, и общий эффект вращения заключается в стабилизации устойчивости и повышении критического числа Рэлея, требующегося для возникновения конвекции. Это является следствием теоремы Тейлора – Праудмана, которая указывает, что трехмерные движения, образованные конвективными валами или ячейками, подавляются во вращающихся системах. Вращение оказывает стабилизирующее влияние на равновесие. Ранние эксперименты с использованием воды [29] подтвердили общие закономерности линейной теории. Граница начала конвекции определяется в пространстве параметров  $Ta, Ra$ , и для больших скоростей вращения число Рэлея меняется по закону  $Ra \sim Ta^{2/3}$ . С ростом  $Ta$  сила Кориолиса оказывает стабилизирующее действие на течение, волновое число ячеистых конвективных структур возрастает.

Конвекция в быстро вращающемся вокруг вертикальной оси контейнере, нагретом снизу, начинается с его боковой стенки, когда установленный вертикальный градиент температуры недостаточно велик для развития объемного движения. Тепловая конвекция может начаться в виде пристеночных мод, структура которых состоит из чередующихся горячих восходящих и холодных нисходящих тепловых шлейфов в пограничном слое, независимо от формы контейнера [30-32]. Пристеночные моды устанавливаются даже в сверхкритическом режиме [31] и могут сосуществовать с другими околостенными модами с различными азимутальными волновыми числами [33]. Недавнее численное исследование [34] выявило устойчивость пристеночных мод выше начала объемного движения и турбулентности, независимо от геометрических препятствий вдоль боковой границы. Важный результат при изучении геострофических режимов представлен в работе [35], где предприняты попытки

моделирования и измерения теплопереноса для очень быстрого вращения ( $10^3 < \omega_{\text{rot}} < 10^7$ ) и сильного теплового воздействия ( $10^4 < Ra < 10^{10}$ ) при существовании пристеночных мод. Показано, что проявление пристеночных мод вдоль боковой границы полости, сильно влияющих на теплоперенос, происходит в основном из-за силы Кориолиса.

Кроме того, интересно рассмотреть влияние вращения на масштаб турбулентного переноса тепла и функции распределения вероятностей для температуры и скорости. Модель развитой конвекции в двумерной постановке удобна для экспериментов и теоретических исследований [36]. Бубнов и Голицын [37, 38] провели измерения и визуализацию турбулентной конвекции с открытой верхней поверхностью при вращении. Они подробно охарактеризовали вихревые состояния и вихревые взаимодействия [39]. Экспериментальные исследования [40] были направлены на изучение профиля вертикальной скорости и других статистических свойств турбулентного состояния. Численные расчеты турбулентной конвекции [41] показали поразительную динамику вихрей и существование когерентных структур при вращении. Классические теории [42, 43] конвективного переноса тепла предсказывали зависимость  $Nu \sim Ra^{1/3}$ , в то время как измерения [44, 45] показали масштабирование  $Nu \sim Ra^{2/7}$ . Из теории [46] следует, что дополнительные члены в уравнениях инерции, возникающие в результате вращения, могут изменить соответствующее поведение масштабирования.

Во многих процессах, происходящих в атмосфере, океане, мантии Земли, встречается конвекция, возникающая в горизонтальном слое жидкости, подогреваемом снизу в случае независимого вращения границ. В работе [47] исследовались поля скоростей и температуры, а также пространственная форма течений, когда при вращении верхней или нижней границы наблюдается появление крупномасштабного меридионального течения определенного направления под действием центробежной силы. Показано, что вращение границы (справедливо как для верхней, так и нижней) сначала вызывает ламинаризацию конвекции, что

приводит к снижению интенсивности теплопередачи через слой жидкости. По достижении критического значения скорости вращения наблюдается монотонный рост интенсивности теплообмена. Такое течение вызывает радиальную неоднородность средней температуры в слое жидкости, величина которой зависит от угловой скорости вращения границы. Численные и экспериментальные исследования [48] показали, что применение к конвекции Рэлея – Бенара (ячеистой или турбулентной) вращения слоя как целого или дифференциального вращения границ приводит к определенным режимам теплообмена и структурам течений. Данная система рассматривается, как полноразмерная модель метода Чохральского для вытяжки из расплавов крупногабаритных монокристаллов [49, 50]. В работе [51] численно исследуется сопряженный теплообмен в системе «кристалл – среда – граница сосуда для выращивания» методом конечных элементов. Изучено влияние скорости вращения кристалла на его температурное поле. Использование современных тепловизионных методов позволило получить информацию о температурных полях на свободной поверхности жидкости в ламинарном и турбулентном режимах конвекции Рэлея – Бенара [52]. Обнаружено что с увеличением высоты слоя и перепада температур между горизонтальными границами структура потока усложняется. На фоне развитых гексагональных ячеек Рэлея – Бенара образуются вторичные течения – ячейки более мелкого масштаба. Тепловизионное поле температур находится в согласии с измерением температуры термопарами, а также визуализацией течения при помощи частиц-индикаторов размером 10 мкм.

Усложнение формы полости (цилиндрическая, сферическая) при моделировании конвекции во вращающихся системах [53] приближает исследователей к пониманию процессов, происходящих в ядре и атмосфере Земли. Результаты лабораторных экспериментов по тепловой конвекции с высоким числом Рэлея в быстровращающейся полусферической оболочке приводят к комбинированному эффекту вызванному центробежным ускорением и гравитацией [54-56]. Здесь центробежный параметр Рэлея рассчитывается через характерное расстояние –  $R$  от оси вращения и записывается в виде

$Ra_c = \Omega_{\text{rot}}^2 R \beta \Theta h^3 / \nu \chi$ . Исходя из предположения о геострофическом равновесии в работе [57] предполагается несколько новых интерпретаций конвекции в ядре Земли. Обнаружены три основных режима. Для случая  $Ra/Ra^* < 1$ , когда в устойчиво стратифицированной жидкости существует зональное движение в виде чередующихся отстающего и опережающего потоков. Для режима  $1 < Ra/Ra^* < 8$  наблюдается проникающая конвекция, возбуждаемая прорывающими спиральными холодными струями от внутреннего ядра, которые образуют медленно дрейфующую столбчатую структуру. При  $Ra/Ra^* > 8$  в полости наблюдается конвекция, вызванная холодными плюмами с внутренней границы и теплыми плюмами с внешней стороны. Это создает мелкомасштабную геострофическую турбулентность.

Экспериментальные и численные исследования конвекции во вращающихся системах различной геометрии с разными граничными условиями и значениями параметров показали множество режимов конвекции, таких как конвективные ячейки, доменная неустойчивость, локализованные плюмы, пристеночные моды и крупномасштабные турбулентные вихри при изменении числа Рэлея. Интерес к конвекции и теплопередаче во вращающихся системах в настоящее время растет [58-60]. Актуальный обзор и обобщение результатов исследований представлено в книгах [61, 62].

### **Вибрационная тепловая конвекция**

Проявляющиеся разнообразные явления, связанные с действием вибраций на гидродинамические системы [63], привели к формированию нового быстроразвивающегося раздела – вибрационной тепловой конвекции [15]. Лабораторное моделирование в наземных условиях конвективного движения жидкости под действием осциллирующей внешней силы применимо к условиям орбитального полета и развитию космических исследований, таких как выращивание полупроводниковых и биологических кристаллов, получению особо чистых и композиционных материалов. Сформировавшаяся Пермская научная

гидродинамическая школа подтолкнула к последующему развитию и изучению задач вибрационной конвекции, продолжающемуся по настоящее время.

Вибрационная тепловая конвекция основывается на методе осреднения в приближении Буссинеска [64]. При этом слагаемые в уравнении движения и тепломассообмена можно разделяются на две составляющие – «медленную» – плавно меняющуюся осредненную по периоду колебаний и «быструю» – осциллирующую с частотой внешнего воздействия. Конвекция при колебаниях определяется взаимодействием полей температуры и пульсационной скорости, и помимо числа Рэлея и числа Прандтля описывается вибрационным аналогом числа Рэлея  $R_v = (b\Omega_{\text{vib}}\beta\Theta h)^2 / 2\nu\chi$ .

Большинство работ посвящено изучению воздействия поступательных (вертикальных или горизонтальных) колебаний на конвективную устойчивость неизотермической жидкости [65-69]. Для любого направления вибраций (кроме вертикального) конвективное движение возможно как при подогреве сверху, так и при нагреве снизу [70, 71]. В работе [67] приводится граница устойчивости в плоском слое на плоскости управляющих параметров  $Ra, R_v$ . Важным является результат интерполяции экспериментальных пороговых точек и получение критического значения параметра  $R_v = 2.1 \cdot 10^3$  при условии  $Ra = 0$ , когда отсутствует действие гравитации. В случае произвольной ориентации слоя по отношению к вертикали теоретически исследована линейная устойчивость квазиравновесия протяженного плоского слоя жидкости при наличии постоянного градиента температуры, подверженного статическому гравитационному полю и высокочастотным вибрациям [72]. Каждый из двух векторов – температурный градиент и ось вибрации – может иметь одну из четырех ориентаций: вертикальную, продольную, горизонтальную и поперечную. Для всех ситуаций (различных комбинаций ориентаций векторов градиента температуры и оси вибрации) определены границы устойчивости и критические характеристики возмущения. Численные исследования позволяют смоделировать в зависимости от

направления и скорости вибраций условия невесомости или малой гравитации, изучить вторичные режимы и типы потери неустойчивости.

Влияние высокочастотных горизонтальных вибраций на конвекцию в ячейке Хеле-Шоу, находящуюся в однородном гравитационном поле, рассмотрено в [73, 74]. Дальнейшие исследования позволили сравнить структуры визуальных наблюдений осредненного течения, полученные экспериментально, с численными расчетами [75, 76]. Выявлены области существования одно- и двухвихревых стационарных течений, рассмотрены нестационарные (пульсационные) режимы тепловой вибрационной конвекции [77]. Показано, что горизонтальные колебания, направленные в сторону широких сторон ячейки, понижают порог устойчивости. В [78] проанализированы условия существования четырехвихревого течения, а также выявлено влияние температуры на вязкость жидкости в этом режим течения. На основании численных расчетов в широком интервале значений теплового и вибрационного чисел Рэлея определена смена различных стационарных и нестационарных конвективных режимов [79]. Построена карта устойчивости вибрационно-конвективных течений на плоскости параметров  $Ra, R_v$ . Результаты исследования, представленные в серии работ [80], могут быть использованы при разработке датчика микроускорений на основе конвекционной ячейки Хеле-Шоу. Численное моделирование воздействия центробежной силы на теплоперенос и течения в ячейке Хеле-Шоу при пульсационном подогреве снизу [81] выявило новые области применения датчика инерционных ускорений, а также позволило спрогнозировать его оптимальные параметры. Трехмерное численное моделирование с помощью метода «конечных разностей» позволило исследовать стационарные режимы в замкнутой полости, подвергающейся периодическим ускорениям с относительно высокой частотой [82]. Трехмерные численные расчеты полезны для планирования экспериментов по микрогравитации и для оценки диапазона достоверности двумерного случая, используемого в работах [83, 84]. Обзор работ по тепловой вибрационной конвекции при высокочастотных вибрациях или вибрациях конечной амплитуды в полостях различной геометрии представлен в монографии [15].

В сравнении с поступательными вибрациями полости комбинированный тип поступательно-вращательного вибрационного воздействия приводит к более интенсивному тепломассопереносу. К примеру такого типа воздействия можно отнести маятниковые вибрации, которые присутствуют в реальных условиях. Теоретически рассмотрены случаи возникновения вибрационной тепловой конвекции в полости при комбинированных непоступательных вибрациях плоского [85] и сферического (пространственного) [86] маятника. Показано, что вращательная компонента способна привести к стабилизации или дестабилизации устойчивости. Экспериментальное подтверждение существования вибрационной конвекции в такой постановке получено в [87, 88] и удовлетворительно согласуется с теорией [89].

Влияние высокочастотных колебаний на тепловую конвекцию бинарной смеси в связанных каналах исследовано теоретически методом конечных разностей в широком диапазоне управляющих параметров [90]. Показано, что в бинарной смеси в зависимости от параметра надкритичности могут наблюдаться стационарные и колебательные режимы тепловой вибрационной конвекции. Проведенные расчеты показали, что высокочастотные вертикальные колебания существенно влияют как на гидродинамические характеристики потока, так и на распределение концентрации примесей в каналах.

Вибрации оказывают значительное влияние на тепломассоперенос как в ньютоновских, так и в неньютоновских средах. В условиях низкой гравитации колебания являются единственным механизмом генерации конвективных потоков в нелинейно-вязкой текучей среде [91]. Как и в случае с ньютоновской жидкостью наиболее опасными являются монотонные гидродинамические возмущения. Повышение вязкопластических свойств жидкости оказывает дестабилизирующее действие при различных углах наклона оси вибраций [92]. Показано, что критическое значение модифицированного числа Рэлея, определяющее порог квазиравновесной устойчивости, не зависит от числа Прандтля.

Помимо управления конвекцией при помощи модуляции внешних полей (вращение, гравитация, температура, магнитное и электрическое поле) в различных

конвективных средах уделяется внимание параметрическому возбуждению конвекции под действием внешних периодических полей произвольной амплитуды и частоты [93-96].

В настоящее время исследование тепловой вибрационной конвекции особенно актуально для космической промышленности, поскольку рассматриваемый механизм конвекции может стать доминирующим в условиях низкой гравитации [97].

### **Вибрационная тепловая конвекция во вращающихся системах**

Во вращающихся системах виброконвективный механизм испытывает качественные изменения [98]. К этому классу задач относится модельная задача тепловой конвекции в плоском слое со свободными границами, вращающемся вокруг горизонтальной оси, параллельной плоскости слоя [99], и задача о тепловой конвекции в вертикальном плоском слое с границами разной температуры, вращающемся вокруг горизонтальной оси, перпендикулярной плоскости слоя [100]. Как следует из [98], осредненная конвекция, которая развивается в результате колебаний под действием силы тяжести неизотермической жидкости во вращающейся вокруг горизонтальной оси полости, определяется модифицированным вибрационным параметром  $R_v = (g\beta\Theta h)^2 / 2\nu\chi\Omega_{rot}^2$ . Помимо этого, к управляющим параметрам относятся гравитационное число Рэлея и безразмерная скорость вращения  $\omega_{rot} = \Omega_{rot} h^2 / \nu$ . Дополнительным параметром служит безразмерная частота осцилляций силового поля  $N$ , рассчитываемая как отношение частот осцилляций и вращения полости  $N = \Omega_{osc} / \Omega_{rot}$ , где  $\Omega_{osc}$  представляет собой разность частот вибраций и вращения  $\Omega_{osc} = \Omega_{vib} - \Omega_{rot}$ . Так значению  $N = -1$  соответствует вращение полости в статическом внешнем силовом поле, направленном перпендикулярно оси вращения [100], которое вызывает «приливные» колебания неизотермической жидкости. Возбуждаемая в результате осцилляции осредненная конвекция имеет вид системы неподвижных относительно полости ячеек, расположенных в гексагональном порядке. Порог возникновения ячеистых структур (критическое значение  $R_v$ ) повышается с



увеличением безразмерной скорости вращения  $\omega_{\text{rot}}$ . Эксперименты для случая  $N = -1$  не ограничиваются плоским слоем, в цилиндрическом слое, вращающемся вокруг горизонтальной оси, обнаружено развитие термовибрационной конвекции [101]. Вне зависимости от нагрева внутренней или внешней границы в коаксиальном горизонтальном зазоре, пороговым образом конвекция проявляет себя в виде вытянутых вдоль оси вращения валов. Построена граница возбуждения конвекции на плоскости управляющих параметров  $Ra, R_v$ . Случай несовпадения частот вращения и вибраций представлен в экспериментальном и теоретическом исследовании [102]. В работе по изучению конвекции тепловыделяющей жидкости при одновременном воздействии вращения и вибраций, перпендикулярных оси вращения, во вращающемся горизонтальном цилиндре с изотермическими границами, подверженными поступательным колебаниям, перпендикулярным оси вращения, обнаружена осредненная конвекция при приближении частоты вращения к частоте колебаний. При некотором расхождении частот возможно резонансное возбуждение азимутальных двумерных инерционных колебаний неизотермического столба жидкости, приводящее к незначительному снижению температуры на оси полости. Когда частоты совпадают, колебания нарушают осевую симметрию поля центробежной силы. Результирующее силовое поле является стационарным в системе отсчета полости и приводит к интенсивной тепловой конвекции. Показано, что поперечные колебания являются эффективным инструментом для контроля тепловой конвекции во вращающихся системах.

В ряде экспериментальных исследований было обнаружено, что при гармоническом воздействии с постоянной амплитудой на вращающуюся жидкость возможно развитие волн [103], часто называемых инерционными. Такие волны развиваются в слое только во вращающейся среде благодаря действию силы Кориолиса. В задаче [104] полость вращалась вокруг своей оси симметрии и подвергалась принудительной прецессии при различных частотах осцилляций  $\omega_{\text{vib}}$  и скоростях вращения  $\omega_{\text{rot}}$ . В исследовании использованы исключительно визуальные наблюдения и измерения «срыва» течений. В такой постановке

возможно возбуждение подмножества мод, называемых инерционными волнами. Режимы «срыва» возникают в большой области параметров и являются сложными и разнообразными явлениями осцилляций жидкости в результате прецессии оси вращения или вибраций. В [105] для изучения термовибрационной конвекции в слое жидкости, образованном двумя горизонтальными коаксиальными цилиндрическими поверхностями, имеющими разную температуру и совершающими вращение вокруг оси симметрии с одинаковой угловой скоростью, проявляются докритические течения, возбуждаемые инерционными волнами. Их влияние на термовибрационную конвекцию тепловыделяющей жидкости во вращающемся горизонтальном цилиндре изучалось в [106]. Найденные экспериментально пороги возбуждения двумерных конвективных структур хорошо согласуются с теоретическими [107].

Вибрационные и центробежные механизмы играют ключевую роль в возбуждении конвекции. Большое количество экспериментальных, теоретических и численных исследований термовибрационной конвекции проведено за несколько последних десятилетий. Современное состояние экспериментальных установок, методы регистрации данных, численное и экспериментальное моделирование предоставили многочисленные сведения о динамике жидкости, в осциллирующих силовых полях. Слабоизученным остается класс задач о влиянии осциллирующих полей на конвекцию и управление тепломассопереносом во вращающихся системах.

### **Актуальность и степень разработанности темы исследования**

Экспериментальные и численные исследования конвекции во вращающихся полостях представляют полезный класс задач для развития фундаментальных и прикладных аспектов. Особый интерес вызывает изучение вибрационного механизма возбуждения конвекции, отличного от гравитационного, который может являться причиной возникновения конвективного движения в невесомости. Актуальность использования вибраций во вращающихся системах определяется простотой их использования в качестве способов регулирования интенсивности или подавления, устранения неоднородностей конвективных потоков как в земных

условиях, так и в случае космических полетов. С точки зрения фундаментальной науки вибрационная тепловая конвекция во вращающихся системах играет важную роль в различных геофизических процессах, протекающих в атмосферах и ядрах планет. Так, гравитационное взаимодействие планеты с массивным спутником приводит к осцилляциям силового поля во вращающейся системе, в частности, к приливным колебаниям атмосферы, океанов и жидкого ядра планеты. Известно, что осциллирующее поле может быть источником вибрационной тепловой конвекции. Экспериментальные исследования в данной области ограничены случаем, когда силовое поле остается постоянным во вращающейся системе (выполняется равенство частоты вращения и частоты силового воздействия). Остается слабо изученной задача о вибрационной конвекции, вызываемой быстровращающимся силовым полем при заданной (независимо) скорости вращения полости. Результаты экспериментов в такой постановке важны для понимания действия вибрационного механизма конвекции во вращающейся системе, а также управляющего влияния вибраций на режимы конвективных течений. Актуальным является экспериментальное изучение вибрационной тепловой конвекции (осредненных эффектов) развивающейся в результате действия осциллирующих силовых полей на вращающиеся конвективные системы.

### **Краткое описание диссертационного исследования**

**Целью** диссертационной работы является экспериментальное исследование вибрационной тепловой конвекции во вращающемся плоском слое.

**Задачи** исследования:

- Гравитационная и термовибрационная конвекция в плоском слое жидкости, вращающемся вокруг нормальной плоскости слоя оси в зависимости от наклона оси вращения в поле силы тяжести;
- Теплоперенос в надкритической области, обусловленной действием термовибрационного механизма, а также в допороговой области вследствие действия инерционных волн;
- Структура конвективных течений в докритической и надкритической областях;

- Вибрационная тепловая конвекция, возбуждаемая поляризованными по кругу вибрациями во вращающемся вокруг вертикальной оси плоском слое жидкости.

### **Содержание и структура работы**

Основной текст состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Диссертация содержит 139 страниц текста, включающих в себя 69 рисунка и список литературы, 139 источников.

*Во введении* приведен обзор работ по теме диссертации, обозначены цель и задачи исследования, её новизна, научная значимость, а также представлено краткое содержание диссертации.

*Первая глава* включает в себя подробное описание экспериментальной установки, методики исследования.

С целью тестирования экспериментальной установки, методики и точности измерения температур проводится экспериментальное рассмотрение классического случая тепловой конвекции во вращающемся вокруг вертикальной оси горизонтальном плоском слое жидкости, подогреваемом снизу. Эксперименты начинаются со сравнительно быстрого вращения слоя, когда жидкость находится в равновесном состоянии. Конвекция возникает пороговым образом при понижении скорости вращения. Для изучения порогов в широком интервале управляющих параметров  $\omega_{rot}, Ra$  используются слои разной толщины и различные жидкости. Результаты экспериментов обобщены на плоскости управляющих параметров, проведено сравнение с теоретической зависимостью, полученной для неустойчивости вращающегося слоя жидкости, подогреваемого снизу. Для визуализации течений используются различные методики: добавление в жидкость частиц алюминиевой пудры, применение термохромной пленки на нижней границе слоя. Длины волн конвективных структур, полученные с использованием двух различных методов визуализации, а также пороги устойчивости в зависимости от скорости вращения, показывают полное согласие с известными теоретическими и экспериментальными результатами [13].

Экспериментально изучается вибрационная тепловая конвекция, во вращающемся плоском слое вокруг горизонтальной оси, ориентированной перпендикулярно плоскости слоя. В результате вращения внешнего силового поля (поля силы тяжести) в системе отсчета полости, в слое пороговым образом возбуждается вибрационная конвекция в виде ячеек, расположенных в гексагональном порядке. Обнаружено существование докритических течений слабой интенсивности в виде тороидальных валов. Анализ длин волн конвективных структур, проявляющихся в допороговой области, свидетельствует о их возникновении в результате взаимодействия инерционных волн с неизотермической жидкостью. Генераторами инерционных волн в исследуемом случае выступают углы полости, образованные боковой и торцевыми поверхностями. Использование тепловизионных методов измерения температуры позволило получить качественные данные о температуре (термограмма) по всей поверхности плоской границы слоя. По данным, полученным с использованием тепловизора, фотографиям структур, а также по фотографиям поперечного диаметального разреза с помощью луча лазера построена схема распространения инерционной волны в слое. Вибрационные эффекты определяются следующими параметрами: безразмерной скоростью вращения  $\omega_{\text{rot}}$ , модифицированным вибрационным параметром  $R_v = (g\beta\Theta h)^2 / 2\nu\chi\Omega_{\text{rot}}^2$  (аналогом классического вибрационного параметра). Построена граница вибрационной конвекции при вертикальном расположении слоя на плоскости управляющих параметров  $\omega_{\text{rot}}, R_v$ . Показано, что порог устойчивости повышается с увеличением безразмерной скорости вращения.

Сравнение механизмов проявления термовибрационной и рэлеевской конвекции свидетельствует, что в области высоких частот пороговые значения вибрационного параметра связаны с частотой вращения соотношением, аналогичным гравитационному случаю.

*Во второй главе* представлены результаты экспериментального исследования тепловой конвекции в наклонном плоском слое с границами разной

температуры, совершающем вращение вокруг оси, перпендикулярной его плоскости. Показано, что конвекция и теплоперенос определяются двумя различными конвективными механизмами, рэлеевским и вибрационным. Выделяются области существования молекулярного теплопереноса, термовибрационной и гравитационной конвекции. Приводятся фотографии конвективных структур с частицами визуализатора из гравитационной (мелкоячеистые структуры рэлеевской природы) и вибрационной (крупноячеистые структуры термовибрационной природы) областей. В допороговой области вибрационной конвекции наблюдаются валиковые структуры сравнительно малой интенсивности, размер которых совпадает с длиной инерционной волны, рождаемой в торцевых углах полости.

При заданном значении  $\omega_{\text{rot}}$  конвекция полностью определяется управляющими безразмерными параметрами  $Ra$  и  $R_v$ . Представлены границы устойчивости гравитационной и вибрационной конвекций в большом интервале значений безразмерной скорости вращения на плоскости параметров  $Ra, R_v$ . Области рэлеевской и вибрационной конвекции различаются структурой и размером конвективных ячеек. Показано, что вибрационная конвекция развивается также в области отрицательных значений  $Ra$  при подогреве наклонённого слоя сверху. С повышением безразмерной скорости вращения границы областей смещаются, пороговые значения  $Ra$  и  $R_v$  возрастают.

*В третьей главе* экспериментально исследуется вибрационная тепловая конвекция в горизонтальном слое с изотермическими границами разной температуры, совершающем круговые вибрации в горизонтальной плоскости: в отсутствие вращения и при вращении слоя вокруг вертикальной оси. Эксперименты проводятся в слое, подогреваемом сверху, для исключения дестабилизирующего влияния поля силы тяжести на развитие вибрационной конвекции. Спроектирован и создан универсальный вибрационный стенд, задающий круговые поступательные вибрации в горизонтальной плоскости слоя при одновременном вращении кюветы. Для достижения максимального

вибрационного эффекта эксперименты проводились на тонких слоях ( $h = 2 - 3$  мм) при максимальной амплитуде, в жидкостях с высоким конвективным параметром  $\beta\Theta$  (95% раствор этилового спирта).

Порог возникновения тепловой конвекции в отсутствие вращения определялся по кризису теплопереноса при монотонном пошаговом повышении частоты вибраций и заданных разности температур и амплитуды вибраций. Показано, что при заданных параметрах эксперимента с увеличением толщины слоя пороговое значение частоты вибраций повышается. Проведено сравнение влияния визуализаторов на порог возникновения вибрационной конвекции. В качестве основного визуализатора используется термохромная пленка, не влияющая на теплоперенос в слое в отличие от мелких светоотражающих частиц (PIV-частиц, частиц каллироскопа).

Обнаружено, что вибрационная тепловая конвекция в отсутствие вращения, возбуждаемая вращающимся внешним силовым полем при подогреве слоя сверху, проявляется в виде конвективных структур, размер которых определяется толщиной слоя. Показано, что безразмерное волновое число в исследованной области параметров практически не изменяется с надкритичностью и удовлетворительно согласуется с теоретически предсказанным пороговым значением в предельном случае высоких безразмерных частот. Пороги вибрационной тепловой конвекции полученные на разных толщинах и разностях температур, согласуются с теоретической кривой на плоскости безразмерных параметров: вибрационного параметра и гравитационного числа Рэлея.

Для случая возбуждения тепловой вибрационной конвекции во вращающейся полости при круговых поступательных вибрациях методика проведения эксперимента и определения порога схожа с представленной выше, лишь дополнительно задается вращение слоя. Показано, что с увеличением скорости вращения слоя порог возникновения вибрационной конвекции при заданном числе Рэлея повышается. При скорости вращения  $f_{\text{rot}} < 1$  об/с наблюдаемые в надкритической области структуры имеют схожий характер, что и в отсутствие вращения. Отмечается, что с повышением частоты вибраций полости

безразмерное волновое число структур в эксперименте не изменяется. Пороги вибрационной тепловой конвекции приводятся на плоскости управляющих параметров  $\omega_{\text{rot}}, R_v$  при различных числах Рэлея. Показано, что с увеличением безразмерной скорости вращения порог вибрационной конвекции смещается в область больших значений параметра  $R_v$ . Проведено сравнение порогов при вращении с порогами в отсутствие вращения на плоскости параметров гравитационного и вибрационного чисел Рэлея. Показано, что вращение оказывает стабилизирующее действие на границу возникновения вибрационной конвекции. Выполнено сравнение стабилизирующего действия вращения на гравитационный и вибрационный механизмы возникновения конвекции. Показано, что в текущей постановке (при одновременном участии двух конвективных механизмов) стабилизация порога вибрационной конвекции происходит заметно слабее, чем в гравитационном случае.

Обнаружено, что под действием круговых вибраций в допороговой области существуют слабые тороидальные вихри, возбуждаемые инерционными волнами. Безразмерная длина волны возбуждаемых инерционными волнами конвективных структур в зависимости от относительной частоты осцилляций жидкости согласуется с теоретической зависимостью.

### **Научная новизна результатов**

Впервые с позиции вибрационной конвекции экспериментально изучены конвективные течения и теплоперенос в плоском слое, вращающемся вокруг перпендикулярной плоскости слоя оси в зависимости от угла наклона оси вращения. Обнаружено, что во вращающемся наклонном слое даже при подогреве сверху возможна тепловая конвекция. Показано, что тепловая конвекция генерируется в результате осредненных эффектов, вызванных колебаниями неизотермической жидкости относительно полости, т.е. вибрационной тепловой конвекцией. Обнаружена и исследована область существования инерционных волн до порога вибрационной тепловой конвекции.



## **Теоретическая и практическая значимость работы**

Важность выполненного экспериментального исследования определяется широким распространением вращающихся гидродинамических систем, испытывающих действие осциллирующих силовых полей в природе (звезды и жидкие ядра планет) и технологических процессах. Большой интерес с фундаментальной и прикладной точки зрения представляет выяснение влияния внешнего осциллирующего силового поля на развитие вибрационной тепловой конвекции во вращающемся слое. Результаты эксперимента способствуют развитию теоретических основ вибрационной тепловой конвекции. На основе результатов исследования возможно создание новых способов управления тепломассопереносом в невесомости и в земных условиях.

## **Методы и методология диссертационного исследования**

При выполнении диссертационной работы используются хорошо апробированные методы экспериментального исследования тепловой конвекции, современное экспериментальное оборудование и технологии контроля и последующей обработки экспериментальных данных. Температурные измерения осуществлялись при помощи термопар, располагающихся в датчике теплового потока, и датчиков температур, прикрепленных к границам слоя. Тепловизионные измерения поля температур поверхности границы слоя проводились при помощи тепловизора. В качестве визуализатора течений в быстровращающихся полостях применяется термохромная пленка: её применение обосновано быстрым откликом на изменение температурного поля и высокой разрешающей способностью. При оценке качества задаваемых круговых вибраций используется скоростная камера, регистрирующая положение маркера (располагающегося на столике) относительно лабораторной системы отсчета при перемещении столика по круговой траектории. Определение эффективной толщины тонких слоев осуществлялось путем расчета с использованием экспериментально полученного порогового значения разности температур границ слоя при подогреве слоя воды снизу и дальнейшей его подстановки в формулу определения гравитационного числа Рэлея (при значении  $Ra = 1708$ ).

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

- результаты экспериментального исследования вибрационной тепловой конвекции во вращающемся вокруг горизонтальной оси плоском слое жидкости:
  - изучение теплопереноса и структуры течений, обусловленных возникновением инерционных волн в докритической области;
  - построение схемы распространения инерционных волн в слое;
- результаты экспериментального исследования вибрационной тепловой конвекции во вращающемся наклонном плоском слое:
  - изучение зависимости теплопереноса и структуры течений от угла наклона слоя, скорости вращения и разности температур границ слоя;
  - исследование границ устойчивости вибрационной и гравитационной конвекций в зависимости от безразмерной скорости вращения;
- результаты экспериментального исследования вибрационной тепловой конвекции в плоском слое при круговых поступательных вибрациях в горизонтальной плоскости и вращении:
  - изучение теплопереноса и структуры течений в зависимости от частоты вибраций, как при заданной скорости вращения, так и в случае её отсутствия;
  - изучение границы устойчивости вибрационной конвекции при подогреве слоя сверху, а также оказываемого на неё стабилизирующего действия вращения;
  - исследование зависимости безразмерной длины инерционной волны тороидальных структур в допороговой области вибрационной конвекции в зависимости от безразмерной частоты осцилляций полости.

### **Достоверность результатов**

Использование апробированных и современных методов измерения и обработки данных, детальное и систематическое изучение, согласие полученных

результатов с экспериментальными и теоретическими результатами других авторов позволяет обоснованно утверждать о надежности результатов.

### **Апробация работы и публикации**

Результаты исследования были представлены на следующих конференциях: Зимняя школа по механике сплошных сред (Пермь, 2013 г., 2015 г., 2017 г., 2019 г.); XI и XII Всероссийские съезды по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (Казань, 2015 г.; Уфа, 2019 г.); XXI и XXII Международные конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность» (Москва, 2014 г., 2016 г.); Пермские гидродинамические чтения (Пермь, 2013 г., 2016 г., 2018 г.); Международная конференция «Потоки и структуры в жидкостях» (Санкт-Петербург, 2013 г.); Международная научная школа молодых ученых «Волны и вихри в сложных средах» (Москва, 2014 г., 2016 г.); 65 и 66 международная конференция «International Astronautical Congress» (Канада, 2014 г.; Израиль, 2015 г.); Международная летняя школа «Advanced Problems in Mechanics» (Санкт-Петербург, 2014 г.); Всероссийская конференция молодых ученых-механиков «YSM-2018» (Сочи, 2018 г.); Актуальные задачи механики сплошных сред (Пермь, ПГГПУ, 2014 г.); 10th European Fluid Mechanics Conference EFMC10. (Дания, 2014 г.); 25th European Low Gravity Research Association. Biennial Symposium and General Assembly (Франция, 2017 г.); Всероссийская конференция с участием зарубежных ученых «Задачи со свободными границами: теория, эксперимент и приложения» (Барнаул, 2017 г.). Результаты исследования также были представлены на Пермском гидродинамическом семинаре (Пермский государственный университет, Пермь, 2015, 2019 и 2020 гг.). Результаты диссертационного исследования получены в рамках проектов РФФИ (грант 13-01-00675а), РНФ (гранты 14-11-00476, 18-71-10053), в рамках заданий Минобрнауки РФ (2014/372 проект 2176) и Пермского края (проект С-26/625).

Результаты диссертационного исследования изложены и опубликованы в работах [108-136], которые включают:

- 4 статьи в изданиях из перечня ВАК [108-111], из них две индексированы в WOS, а две – в SCOPUS;
- 3 статьи в сборниках научных статей [112-114] (индексированы в РИНЦ);
- 7 статей в сборниках трудов конференций [115-121] (индексированы в РИНЦ);
- 15 тезисов докладов конференций [122-136].

### **Личный вклад**

Диссертантом лично выполнены экспериментальные исследования и обработка результатов. Конструирование экспериментальной установки, обсуждение и анализ результатов осуществлялись совместно с научным руководителем и соавторами.

За постоянные беседы по теме диссертационного исследования, за помощь в совершенствовании методов измерения температуры и визуализации течений автор выражает благодарность к.ф.-м.н. Алексею Анатольевичу Вяткину и к.ф.-м.н. Рустаму Рустямовичу Сабирову.

Автор выражает глубокую признательность д.ф.-м.н., профессору Виктору Геннадьевичу Козлову и д.ф.-м.н., профессору Алевтине Алексеевне Ивановой за предоставление темы диссертационного исследования, за непрестанное внимание к проводимым исследованиям и воодушевление на тщательность их проведения, за полезные обсуждения и поддержку в завершении и написании работы.

## Глава 1

# ОСРЕДНЕННАЯ ТЕПЛОВАЯ КОНВЕКЦИЯ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ВОКРУГ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ОСИ ВЕРТИКАЛЬНОМ ПЛОСКОМ СЛОЕ

Исследуется тепловая конвекция в плоском слое жидкости с изотермическими границами разной температуры. Осредненная конвекция возбуждается внешним силовым полем, вращающимся в системе отсчета полости. Силовое поле параллельно плоскости слоя, ось вращения ориентирована по нормали к плоскости слоя. В данной главе рассматривается случай, когда в системе отсчета полости вращается гравитационное поле в результате равномерного вращения самого слоя вокруг горизонтальной оси, ориентированной перпендикулярно его плоскости. В такой постановке экспериментально обнаружено возбуждение осредненной тепловой конвекции в виде виброконвективных ячеек. В допороговой области возникновения вибрационной конвекции обнаружено существование инерционных волн, генерируемых углами полости, образованными боковой и торцевыми поверхностями. Проанализированы структуры, генерируемые инерционными волнами и их влияние на порог вибрационной конвекции.

Для экспериментального изучения конвекции во вращающейся гидродинамической системе есть необходимость в создании универсального стенда, как инструмента исследования. Приводится подробное описание всех элементов экспериментальной установки и методики проведения эксперимента. Уделяется внимание температурным измерениям. Рассмотрены особенности применения различных визуализаторов, оценено их влияние на порог конвекции. В качестве апробации сконструированного стенда проводится исследование классической задачи – тепловой конвекции во вращающемся горизонтальном

плоском слое. Проведено сравнение полученных результатов с теоретическими расчетами и экспериментами других авторов в этой классической постановке.

### 1.1. Экспериментальная установка. Методика эксперимента

Экспериментальная установка обеспечивает вращение столика с установленной на нем кюветой с заданной скоростью и определенной ориентацией в пространстве при одновременном подведении к теплообменникам кюветы жидкости от термостатов. Границы слоя поддерживаются при различных температурах  $T_1$  и  $T_2$ . Конструкция установки позволяет изменять пространственное положение слоя (рисунок 1.1).

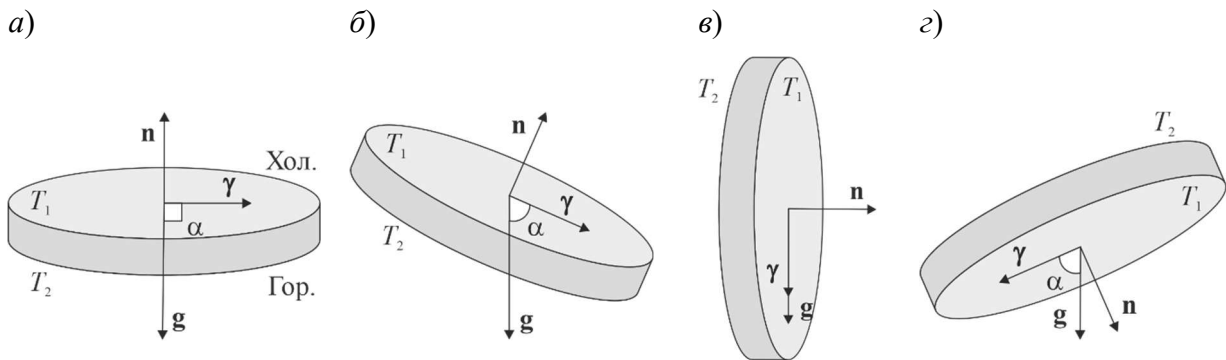


Рисунок 1.1. Ориентация кюветы в пространстве

Наклон характеризуется углом  $\alpha$  между вектором внешнего поля  $\mathbf{g}$  и вектором  $\gamma$ , лежащим на пересечении плоскости слоя и плоскости векторов  $\mathbf{g}$  и  $\mathbf{n}$ , где  $\mathbf{n}$  – ось вращения, ориентированная нормально плоскости слоя. Значению  $\alpha = 0^\circ$  соответствует вертикальное положение слоя (рисунок 1.1в), когда плоскость слоя параллельна силовому полю. При условии  $\Theta > 0$  угол наклона  $\alpha > 0^\circ$  соответствует нагреву слоя снизу (рисунок 1.1б), а  $\Theta < 0$  ( $\alpha < 0^\circ$ ) – нагреву сверху (рисунок 1.1г). Вертикальное положение оси вращения соответствует значению угла  $\alpha = 90^\circ$ , когда слой располагается горизонтально, и более нагретая граница находится снизу (рисунок 1.1а).

Кювета представляет собой заполненный рабочей жидкостью слой 1 толщиной  $h$ , образованный теплообменниками 2 и 3 (рисунок 1.2). Радиус слоя  $R = (7.0 \pm 0.1)$  см, цилиндрическая боковая граница которого теплоизолирована. Между теплообменниками и слоем установлены датчики термометров сопротивления, измеряющие температуру границ слоя. Центрирование кюветы осуществляется относительно столика 4 и оси вращения.

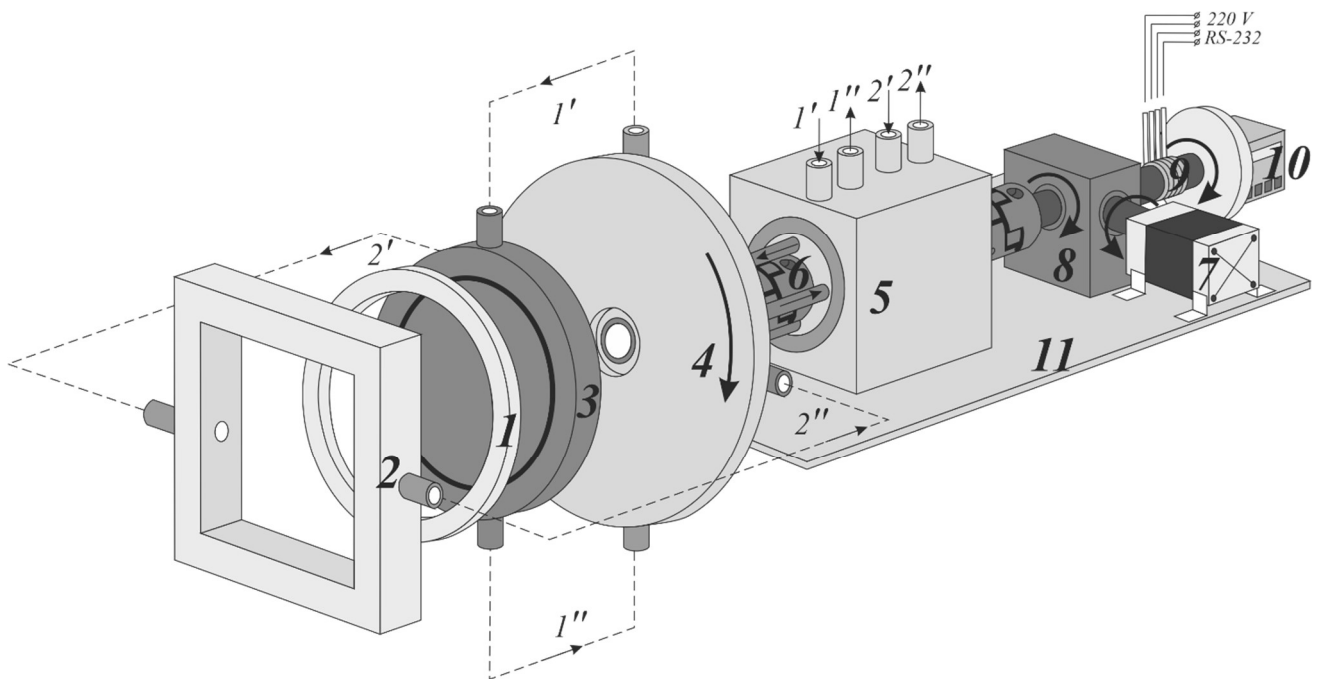


Рисунок 1.2. Схема экспериментальной установки

Гидравлический распределитель 5 обеспечивает подведение воды от термостатов к установленной на вращающемся столике кювете. Столик соединен с распределителем посредством кулачковой муфты 6. Крестовина муфты выполнена из упругого материала, за счет деформации сжатия которой сглаживается неравномерность передачи вращения. Циркуляция воды между термостатом и теплообменником осуществляется через систему отверстий на распределителе 5. На рисунке 1.2 стрелками 1' и 2' показана подача воды от термостатов к распределителю 5. Вдоль муфты располагается система гибких силиконовых шлангов, обеспечивающих подачу воды из гидравлического коллектора к вращающемуся столику. Пунктирной линией обозначено соединение штуцеров,

закрепленных на столике со штуцерами на теплообменниках. Стрелками 1'' и 2'' показан отвод воды от теплообменников 2 и 3 к вращающемуся столику и далее от распределителя обратно к термостатам.

Шаговый двигатель 7 сообщает вращение распределителю и столику с кюветой. Передача синхронного вращения от двигателя осуществляется при помощи конической передачи 8. Электрический коллектор 9 служит для вывода сигналов от вращающегося вместе с кюветой измерительного модуля Термодат 13ИК 10 на компьютер. При проведении экспериментов с визуализацией конвективных структур фоторегистрация осуществляется фотоаппаратом, направленным по нормали к плоскости слоя. Собранный установка размещается на массивном основании 11, отклонение которого относительно горизонта задает угол наклона слоя  $\alpha$ .

Для заполнения полости рабочей жидкостью в плексигласовой прокладке 1 (рисунок 1.2) имеются два отверстия, оборудованные штуцерами с гибким силиконовым шлангом. После заполнения на штуцер с соблюдением герметичности надевается пластиковый сильфон, создающий небольшое избыточное давление в полости. Уделяется внимание отсутствию в жидкости твердых и газовых включений. В качестве рабочей жидкости используются вода, водный 25% раствор глицерина, этиловый спирт.

Рассмотрим конструкцию теплообменников детально. Визуальные наблюдения и видео-регистрация осуществляются через прозрачный теплообменник 2 (рисунок 1.2), который образован плексигласовой рамкой 1 (рисунок 1.3) размерами  $185 \times 195 \times 20$  мм и прозрачными боковыми стенками 2, выполненными из силикатного стекла толщиной 4 мм со сравнительно высоким коэффициентом теплопроводности. Циркулирующая жидкость от термостатов поступает в теплообменник через штуцер 3 внутренним диаметром 10 мм и отводится через аналогичный штуцер на противоположной стороне теплообменника. Для формирования однородного потока жидкости вдоль границы теплообменника внутри последнего имеются плексигласовые направляющие 4 с системой отверстий диаметром 2 мм. Большой расход прокачиваемой жидкости



(5 литров в минуту) обеспечивает однородную температуру по всей поверхности стекла. На стеклянную поверхность, граничащую с рабочей областью, установлен термометр сопротивления (на фотографиях теплообменника видна полоска, расположенная в средней части слоя). Термометр сопротивления выполняется из тонкой медной проволоки диаметром 0.02 мм и размещается на клеевом слое тонкой ПВХ пленки толщиной 0.10 мм. Датчик располагается на поверхности стекла и имеет форму полоски шириной 20 мм, вытянутой вдоль диаметра слоя.

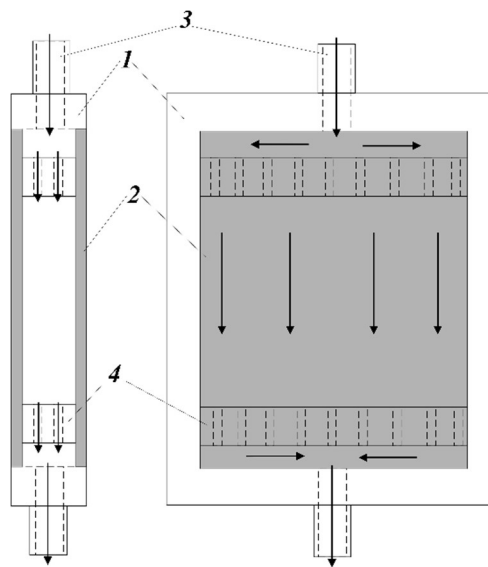


Рисунок 1.3. Схема прозрачного теплообменника

Теплообменник 3 (рисунок 1.2) выполнен из алюминиевой пластины цилиндрической формы толщиной 30 мм и диаметром 140 мм. Внутри теплообменника имеется система каналов, по которым циркулирует жидкость от термостата (рисунок 1.4 пунктирная линия). Штуцеры, расположенные диаметрально противоположно на цилиндрической боковой границе теплообменника, обеспечивают подвод и отвод термостатированной жидкости. Теплообменник оборудован датчиком теплового потока. Датчик представляет собой последовательно установленные на теплообменник текстолитовую 1 (рисунок 1.4) и алюминиевую 2 пластины толщиной 2 и 4 мм соответственно. Интегральный тепловой поток определяется по перепаду температур между теплообменником и алюминиевой пластиной. Температура теплообменника

измеряется при помощи термометра сопротивления, расположенного в алюминиевом массиве. Вся область алюминиевой пластины покрыта черной матовой пленкой для создания контрастного изображения визуализирующих частиц на фотографиях. Поверх черной пленки на область, граничащую с рабочим слоем, приклеен датчик термометра сопротивления *4* для измерения температуры границы слоя. Защиту датчика от контакта с рабочей жидкостью обеспечивает самоклеящаяся прозрачная пленка *5*, расположенная поверх термометра сопротивления.

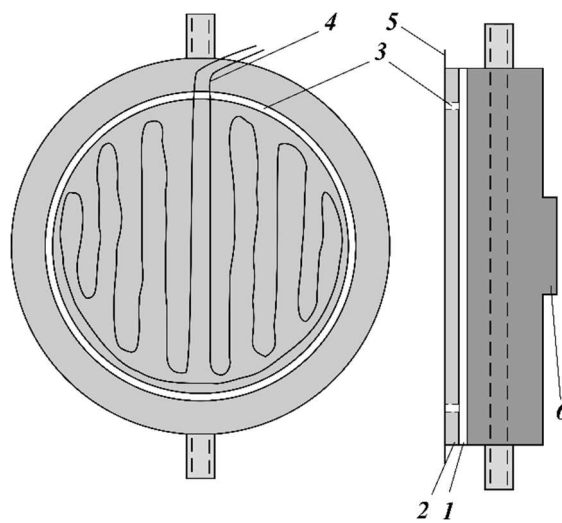


Рисунок 1.4. Схема теплообменника с датчиком теплового потока

Граничащая с рабочей жидкостью алюминиевая пластина состоит из внутренней и внешней части. Специальное охранное кольцо *3* шириной 2 мм между внутренней и внешней частями пластины заполнено силиконовым герметиком. Кольцо ограничивает область рабочего слоя и отсекает поток тепла, проходящий за его пределами. Внутренняя часть алюминиевой пластины повторяет форму рабочей полости плексигласовой прокладки *1* (рисунок 1.2). Центрирование теплообменника и его крепление к столику осуществляется при помощи технологического выступа *6*.

Для подачи воды в теплообменники используется гидравлический распределитель, выполненный из капролона в виде куба *1* (рисунок 1.5), внутри которого имеется отверстие под цилиндрический вал *2*. Край цилиндрического

вала состыкован с одной стороны с конической передачей, с другой – со столиком. С помощью подшипников 3 вал фиксируется в неподвижном блоке, сохраняя возможность свободного вращения. Для циркуляции воды через теплообменники на валу и в блоке имеется система отверстий 4 диаметром 6 мм (на каждый теплообменник приходится по два отверстия: одно на подачу воды, другое – на отвод). Для предотвращения перемешивания воды между каналами каждое отверстие обнесено уплотнительными манжетами (сальниками) 5.

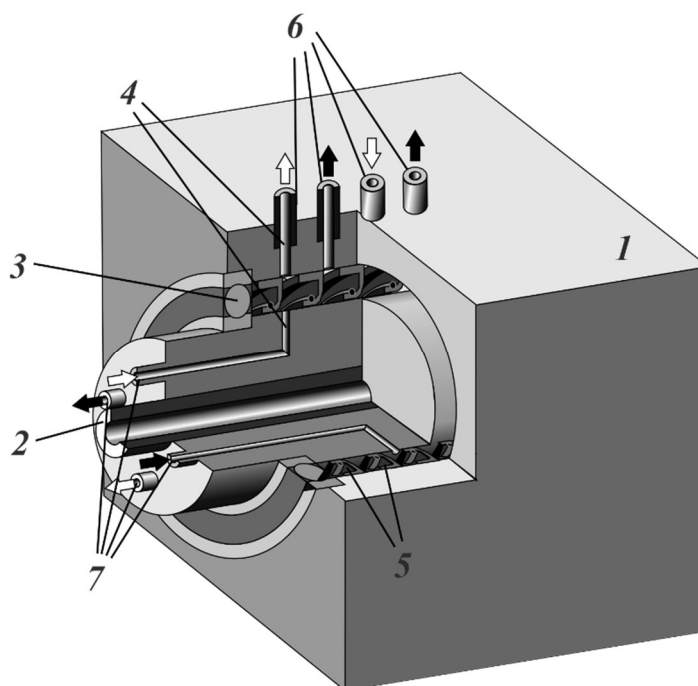


Рисунок 1.5. Схема коллектора

Циркуляция воды происходит следующим образом. Вода от термостатов поступает к вращающемуся валу через закрепленные в неподвижном блоке штуцеры 6. Каналы, расположенные внутри вала, направляют поток воды через штуцеры 7 к теплообменнику. Штуцеры и теплообменники сообщаются посредством гибких силиконовых шлангов. Отвод воды от теплообменника к термостату происходит в обратной последовательности. Коллектор имеет четыре независимых канала и связывает два термостата с двумя теплообменниками.

Вращение столика с кюветой задается шаговым двигателем 7 (см. рисунок 1.2) типа FL86STH156, управляемого драйвером SMD-78; скорость

вращения варьируется в пределах 0.01 – 4.00 об/с. Нестабильность скорости вращения не превышает 0.01 об/с. Двигатель ориентирован перпендикулярно центральной оси, совпадающей с осью гидравлического вала и центром столика. Организация вращательного движения при пересечении осей двигателя и вала под прямым углом происходит с помощью конической передачи 8 (см. рисунок 1.2). Один конец конической передачи, расположенный на центральной оси, соединен с гидравлическим валом через соединительную муфту, другой конец соединен с многоканальным электрическим коллектором 9 (см. рисунок 1.2). Последний, в частности, через один из каналов обеспечивает питание модуля Термодат 13ИК, через другие – передачу сигналов на компьютер в режиме реального времени.

#### *Методика эксперимента*

Термометры сопротивления, изготовленные из медной проволоки толщиной 0.02 мм, располагаются на границах слоя и представляют собой интегральные датчики, измеряющие среднюю по длине рабочей полости температуру. Использование интегральных датчиков обусловлено тем, что при возникновении в полости конвективных течений появляются локальные неоднородности температуры. В этом случае показания точечного измерителя будут зависеть от его расположения. Температура жидкости в термостатах определяет температуру теплообменников. Датчики термометров сопротивлений регистрируют температуру, которая в режиме реального времени отображается на экране компьютера в виде температурных зависимостей (рисунок 1.6). В ходе эксперимента пошаговым образом изменялась скорость вращения полости, при этом на каждом шаге изучалось распределение температур после установления стационарного режима конвекции. Приведенная диаграмма соответствует случаю, когда слой расположен вертикально ( $\alpha = 0^\circ$ ), прозрачный теплообменник 1 (см. рисунок 1.2) является холодным, а алюминиевый теплообменник 2 – горячим, при этом температура рабочего слоя на границе с теплообменником 1 составляет

$T_1 \sim 29^\circ\text{C}$ , температура границы с теплообменником 2 –  $T_2 \sim 48^\circ\text{C}$ , температура теплообменника 2 –  $T_3 \sim 53^\circ\text{C}$ .

Методика проведения эксперимента при углах наклона слоя  $\alpha = 0^\circ$  и  $\alpha = 90^\circ$  одинакова. В ходе отдельного опыта (при заданной разности температур) частота вращения  $f_{\text{rot}}$  пошагово понижается, начиная с достаточно высокой, когда конвекция в слое отсутствует. При понижении  $f_{\text{rot}}$  наблюдаются незначительные температурные изменения, сопровождающиеся возникновением слабовыраженных конвективных структур (рисунок 1.6, моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ ). С дальнейшим понижением  $f_{\text{rot}}$  при некотором пороговом ее значении наблюдается критическое возрастание теплопереноса ( $t_3$ ). При дальнейшем понижении частоты вращения происходит перестройка конвективных структур ( $t_4$ ).

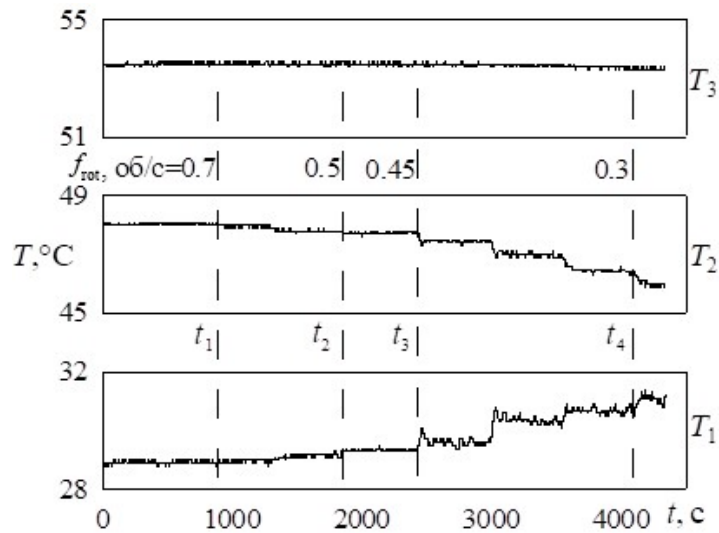


Рисунок 1.6. Температурные зависимости

Из диаграмм рассчитываются следующие параметры: разность температур границ слоя  $\Theta = T_2 - T_1$ , падение температуры на тепловом сопротивлении  $\Delta T = T_3 - T_2$ , характеризующее мощность теплового потока через слой, а также средняя температура жидкости в слое  $T_{\text{cp}} = (T_1 + T_2)/2$ . Падение температуры на датчике теплового потока  $\Delta T$  характеризует теплоперенос, в отсутствие конвекции падение температуры имеет значение  $\Delta T_0$ .

В экспериментах используются плексигласовые прокладки различной толщины  $h = 2 - 15$  мм. Точность в определении толщины тонкого слоя ( $h < 5$  мм) влияет на погрешность определения порога возникновения конвекции. Проводится дополнительный эксперимент по определению гравитационного порога устойчивости в плоском слое жидкости, подогреваемом снизу, в отсутствие вращения. Из эксперимента определяется перепад температур  $\Theta$  на границах рабочей полости в пороге возникновения конвекции, сопровождающейся пороговым возрастанием теплового потока  $\Delta T$  по отношению к молекулярному (рисунок 1.7).

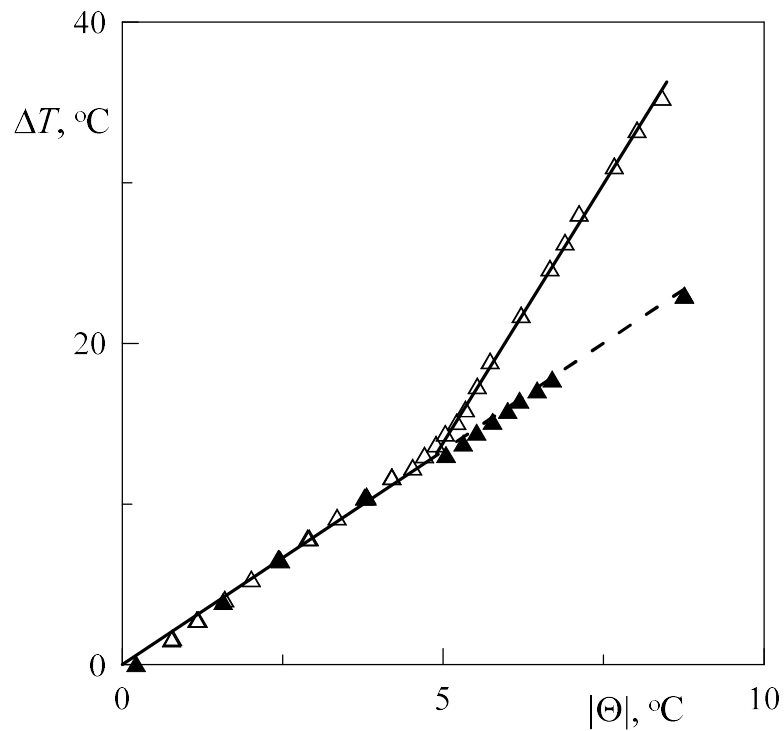


Рисунок 1.7. Зависимость падения температуры на тепловом сопротивлении от перепада температуры на границах слоя, поясняющая определение порога устойчивости в слое воды, подогреваемом снизу. Штриховая линия соответствует молекулярному теплопереносу в случае подогрева слоя сверху (темные символы)

Известно критическое значение гравитационного параметра  $Ra = g\beta\Theta h^3 / \nu\chi = 1708$ , при котором возникает конвекция [10-12]. Зная параметры рабочей жидкости  $\beta, \nu, \chi$ , определяемые по средней температуре в слое

$T_{\text{cp}} = 32.9 \text{ }^\circ\text{C}$ , и критическую разность температур  $\Theta = 5 \text{ }^\circ\text{C}$ , можно вычислить толщину слоя  $h = \sqrt[3]{1708 \cdot \nu \chi / g \beta \Theta} = 0.23 \text{ см}$ . Данная методика позволяет точно определить эффективную толщину рабочего слоя с учетом неоднородности клеевого слоя герметика при сборке кюветы.

## 1.2. Гравитационная тепловая конвекция в горизонтальном вращающемся слое. Отладочные эксперименты

Испытание экспериментальной установки производится при исследовании порога возбуждения гравитационной конвекции в плоском слое жидкости, вращающемся вокруг вертикальной оси. Проверяется методика и точность измерения температуры.

### 1.2.1. Влияние скорости вращения на порог

Рассматривается классический случай возбуждения конвекции во вращающемся слое жидкости, подогреваемом снизу. В ходе отдельного опыта (при заданных температурах на границе слоя) частота вращения  $f_{\text{rot}}$  пошагово понижается, начиная с достаточно высокой. На рисунке 1.8 приведены кривые изменения падения  $\Delta T$ , характеризующего тепловой поток, и разности температур границ слоя в зависимости от скорости вращения при двух различных перепадах температуры на теплообменниках.

При быстром вращении с понижением  $f_{\text{rot}}$  наблюдаются лишь незначительные отклонения  $\Delta T$  и  $\Theta$  от среднего значения. В пределах доверительного интервала, согласованного с размером символа, конвекция в слое отсутствует. С дальнейшим понижением  $f_{\text{rot}}$  при некотором пороговом ее значении наблюдается критическое повышение теплового потока  $\Delta T$ , что свидетельствует о развитии конвекции. В силу особенностей нашего эксперимента суммарная разность температур остается постоянной, падение на датчике теплового потока

сопровождается понижением  $\Theta$ . С увеличением разности температур границ слоя порог (критическое значение скорости вращения) смещается в область более высоких значений  $f_{\text{rot}}$  (рисунок 1.8). На рисунке пороговые значения частоты вращения показаны штриховыми линиями.

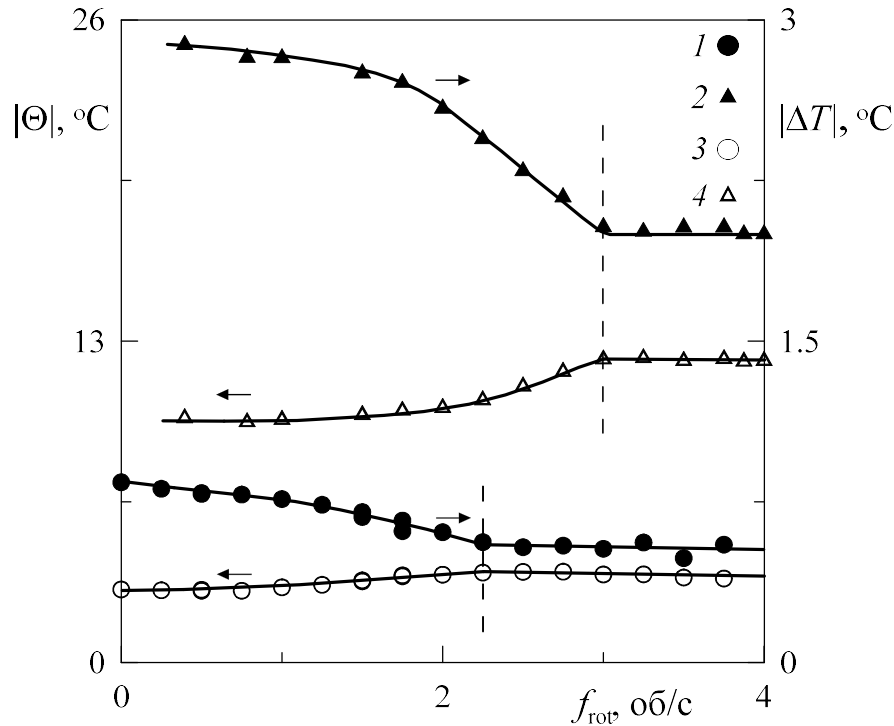


Рисунок 1.8. Зависимость падения температуры  $\Delta T$  и разности температур границ слоя  $\Theta$  от скорости вращения в слое спирта толщиной  $h = 0.32$  см

В качестве характеристики теплопереноса вводится число Нуссельта  $Nu = (\Delta T / \Delta T_0) \Big|_{\Theta}$ , определяемое как отношение теплового потока через слой к тепловому потоку в отсутствие конвекции, при заданной  $\Theta$ . В отсутствие конвекции  $\Delta T$  близко к  $\Delta T_0$ . Падение температуры  $\Delta T_0$  определяется при горизонтальном положении слоя, когда горячий теплообменник находится сверху. При большой скорости вращения число  $Nu$  близко к единице, т.е. конвекция отсутствует. При понижении  $f_{\text{rot}}$  при некоторой критической скорости вращения число  $Nu$  возрастает (рисунок 1.9 символ *a*,  $f_{\text{rot}} = 2.25$  об/с). Резкое возрастание числа  $Nu$  свидетельствует об изменении режима теплопереноса и возникновении конвекции в слое.



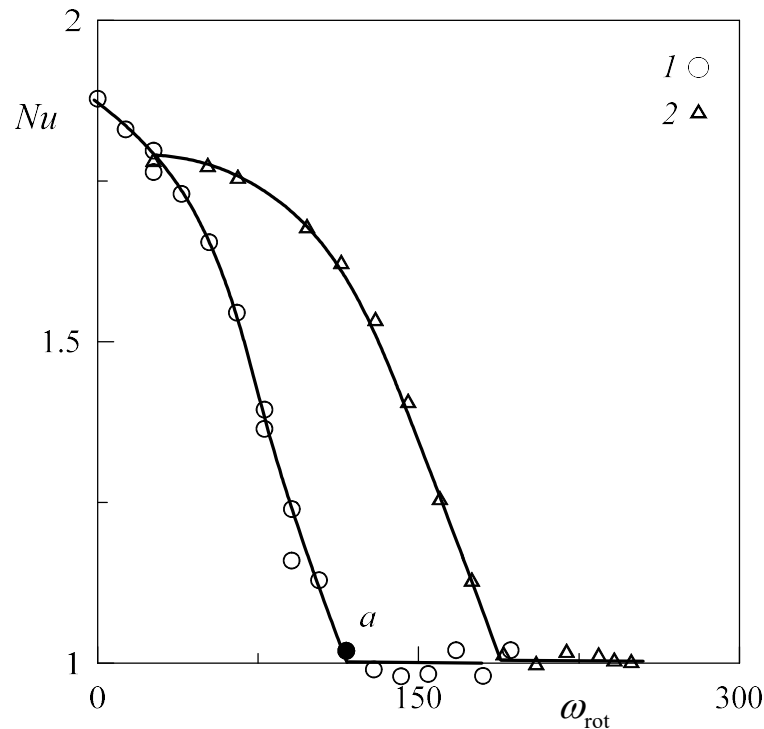


Рисунок 1.9. Зависимость  $Nu$  от безразмерной скорости вращения

Граница неустойчивости в зависимости от безразмерной скорости показана на рисунке 1.10, сплошная линия соответствует теории [13]. Гравитационное число Рэлея представляется в виде  $Ra = g\beta\Theta h^3 / \nu\chi$ , и в области высоких частот изменяется по закону  $Ra = 18.8 \cdot \omega_{rot}^{4/3}$ , где  $\omega_{rot} = \Omega_{rot} h^2 / \nu$  – безразмерная скорость вращения. Определенные (найденные) по рисунку 1.9 пороги возникновения конвекции в слое спирта, на плоскости  $\omega_{rot}, Ra$  приведены темными символами, светлым символам в форме квадрата соответствуют результаты, полученные в опытах с водой. Штриховой кривой показано изменение параметров в ходе эксперимента. Символы, расположенные вдоль штриховой кривой, отображают изменение параметров при пошаговом понижении скорости вращения в эксперименте. Безразмерная скорость вращения  $\omega_{rot}$  в эксперименте уменьшается, при некотором критическом значении  $\omega_{rot}$  возникает конвекция. Это происходит, когда штриховая кривая пересекает пороговую кривую, показанную сплошной линией. В надкритической области при понижении скорости вращения число  $Ra$

несколько понижается. Это связано с тем, что уменьшается перепад температур на границах слоя в результате повышения падения температуры на датчике теплового сопротивления (см. рисунок 1.8). Порог возникновения конвекции в рассмотренном случае хорошо согласуется с теоретическим значением.

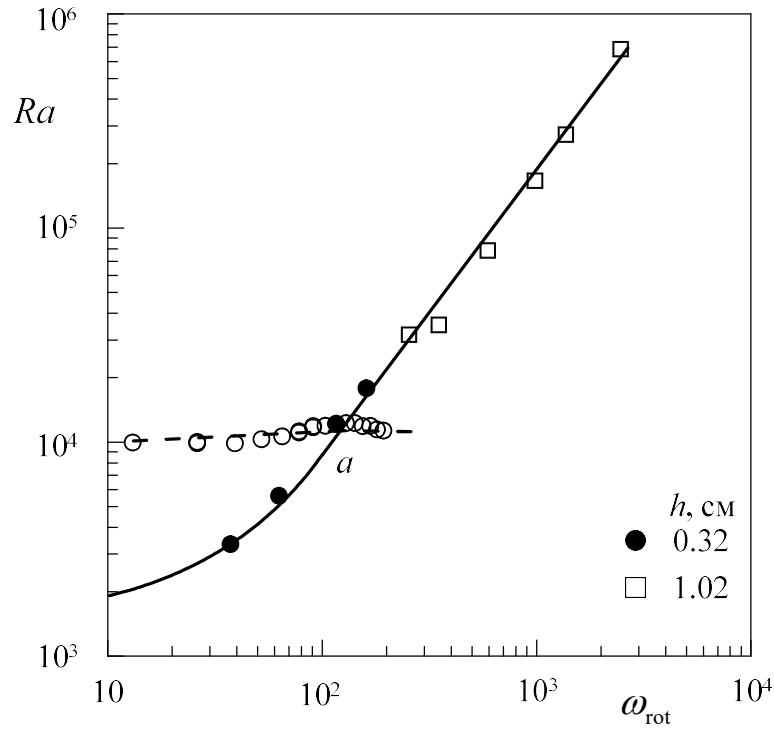


Рисунок 1.10. Пороговая кривая неустойчивости вращающегося слоя жидкости

Полное согласие экспериментальных результатов с теорией позволяет сделать вывод о высокой точности как методики температурных измерений, так и методики проведения эксперимента.

## 1.2.2. Волновые числа структур

Прозрачные стенки верхнего теплообменника позволяют наблюдать течения жидкости. Для визуализации течений используются частицы алюминиевой пудры размером 30 мкм. Визуализатор добавляется в рабочую жидкость в количестве, не превышающем 0.15% по массе.

Структуры, возникающие в слое воды при вращении вокруг вертикальной оси, представлены на рисунке 1.11. В допороговой области теплоперенос отсутствует, жидкость находится в состоянии покоя (рисунок 1.11а). За порогом возникновения конвекции на смену равносному состоянию приходит конвекция в виде регулярной ячеистой структуры, конвективные ячейки располагаются в гексагональном порядке (рисунок 1.11б), что согласуется с [13]. Волновое число гексагональной ячеистой структуры рассчитывается по формуле  $k = 4\pi h / \sqrt{3}\lambda$  [13], где  $\lambda$  – расстояние между центрами соседних ячеек. Волновое число структур, измеренных вблизи порога, имеет значение  $k = 13.2 \pm 0.5$  ( $\lambda = 0.83 \pm 0.03$  см в слое толщиной  $h = 1.50$  см), что хорошо согласуется с теоретическим значением  $k^* = 1.51 \cdot (\omega_{\text{rot}})^{1/3} = 12.5$  [13], рассчитанным при  $\omega_{\text{rot}} = 570$ .

а)



б)

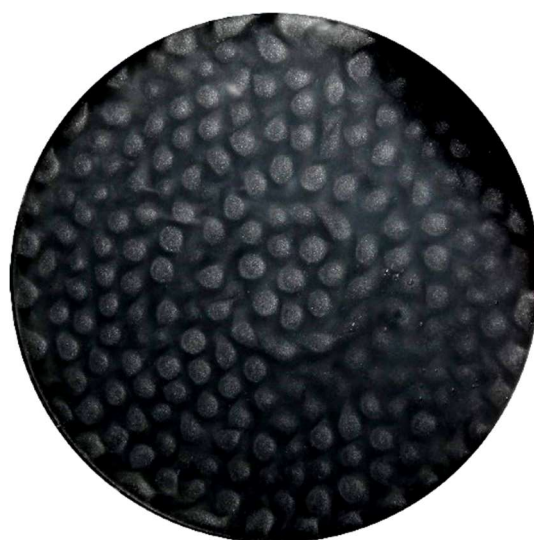


Рисунок 1.11. Конвективные структуры при  $\alpha = 90^\circ$  в докритической (а) и надкритической (б) областях:  $Ra = 7.8 \cdot 10^4$ ,  $\omega_{\text{rot}} = 900$  и  $Ra = 7.8 \cdot 10^4$ ,  $\omega_{\text{rot}} = 545$

Волновое число структур в пороге для слоя спирта приведено на плоскости  $\omega_{\text{rot}}, k$  темным символом (рисунок 1.12). Эксперименты, проведенные в слое воды толщиной  $h = 0.51, 1.02, 1.51$  см, демонстрируют согласие волновых чисел в пороге (светлые символы на рисунке 1.12). Теоретическая зависимость волнового числа от безразмерной скорости вращения соответствует закону  $k = 1.51 \cdot \omega_{\text{rot}}^{1/3}$  [13]. Как видно из графика, результаты экспериментов, выполненные на слоях разной толщины, хорошо согласуются с теоретической кривой.

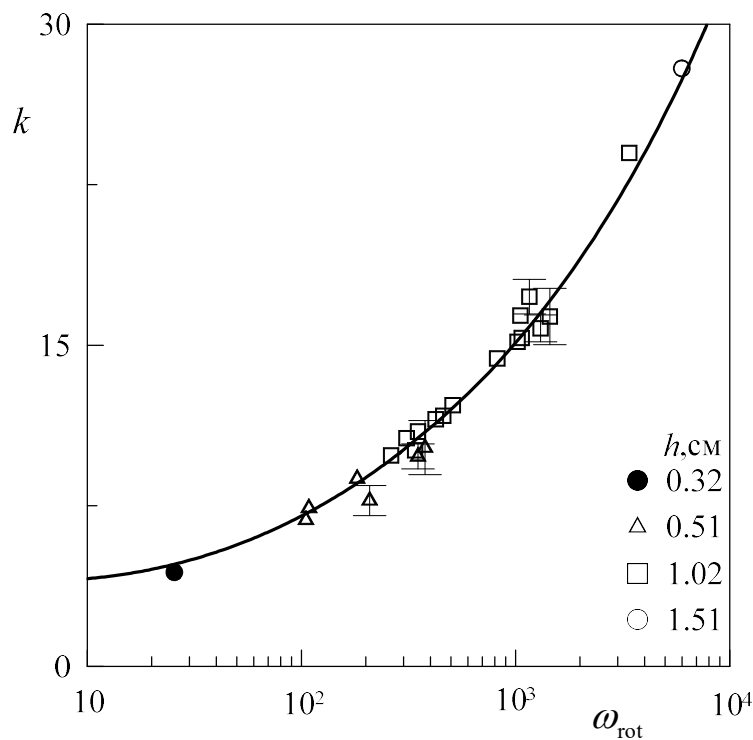


Рисунок 1.12. Волновые числа конвективных структур во вращающемся горизонтальном слое жидкости в зависимости от безразмерной скорости вращения

Использование мелкодисперсного визуализатора в тепловых экспериментах, когда верхняя граница имеет более высокую температуру, затруднительно, поскольку частицы оседают на нижней границе. В качестве альтернативного варианта визуализатора предлагается использовать термохромную пленку, способную визуализировать изменения температуры на поверхности. Пленка располагается на нижней границе слоя (верхней стороне нижнего алюминиевого теплообменника). Более нагретые области отображаются ярким цветом и

соответствуют восходящим тепловым потокам. Темные области относятся к менее нагретым потокам, идущим от верхней границы слоя вниз. Детальное описание пленки приведено в главе 3. Фоторегистрация структур выполняется при свете лампы-вспышки, на фотографии по центру наблюдается тень от верхней вставки (иная конструкция верхнего теплообменника используется в экспериментах, результаты которых приведены в главе 3), служащей для отвода воды. По достижении порога устойчивости в слое развиваются конвективные структуры (рисунок 1.13), которые имеют вид конвективных ячеек правильной формы. Волновое число рассчитывается по формуле  $k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}$ , и для приведенного случая принимает значение  $k = 4.4 \pm 0.4$ , где  $k_{1,2} = 2\pi h/\lambda_{1,2}$  – волновые числа структур во взаимно-перпендикулярных направлениях. На плоскости параметров  $\omega_{\text{rot}}, k$  (см. рисунок 1.12) волновое число для случая использования термохромной пленки приведено темным символом.



Рисунок 1.13. Конвективные структуры при  $f_{\text{rot}} = 0.5$  об/с,  $\Theta = 3.4$  °С. Управляющие параметры:  $Ra = 6 \cdot 10^3$ ,  $\omega_{\text{rot}} = 25.5 \pm 0.5$ ,  $k = 4.4 \pm 0.4$

На плоскости безразмерных параметров длины волн, полученные при представленных выше методах визуализации, показывают полное согласование.

В экспериментах с вращением плоского слоя вокруг вертикальной оси отдается предпочтение использованию мелких частиц алюминиевой пудры,

которые объемно визуализируют течение. Применение термохромной пленки в широком интервале параметров затруднено в связи с необходимостью подбора рабочего диапазона температур пленки в каждом конкретном случае по средней температуре слоя. В проведенных экспериментах применялась пленка с рабочим диапазоном  $T_{раб} = (33 \pm 3)^\circ\text{C}$ .

### 1.3. Конвекция в слое жидкости, вращающемся вокруг горизонтальной оси

В случае горизонтального расположения оси вращения конвекция возбуждается пороговым образом при понижении скорости вращения. Конвекция и теплоперенос определяются действием термовибрационного механизма [15]. В основе последнего лежат вызываемые внешним полем «приливные» колебания неизотермической жидкости в системе отсчета полости, генерирующие осредненную массовую силу, аналогичную подъемной силе Архимеда. Конвективные структуры представляют собой вихревые ячейки. Осредненное воздействие характеризуется модифицированным вибрационным числом Рэлея  $R_v \equiv (g\beta\Theta h)^2 / 2\nu\chi\Omega_{rot}^2$  и безразмерной скоростью вращения  $\omega_{rot} = \Omega_{rot} h^2 / \nu$  [98]. В слое возникают конвективные структуры в виде гексагональных ячеек, неподвижных в системе отсчета полости.

#### 1.3.1. Определение порога неустойчивости

Рассмотрим результаты экспериментов в относительно толстом слое  $h = 1.0$  см (рисунок 1.14). Вращение слоя происходит вокруг горизонтальной оси ( $\alpha = 0^\circ$ ). Температура на границах слоя задается и поддерживается постоянной. При сравнительно высокой скорости вращения жидкость находится в состоянии механического равновесия, если не считать слабую конвекцию, вызываемую центробежной силой. С понижением скорости вращения разность температур  $\Theta$  не

изменяется, конвективное движения в жидкости не возникает. Тепловой поток, который характеризуется падением температуры на тепловом сопротивлении  $\Delta T$ , остается постоянным. С некоторого критического значения скорости наблюдается слабое возрастание  $\Delta T$ , которое сопровождается незначительным падением  $\Theta$  (область *II*). Интенсивность теплового потока в области *II* незначительна и не связана с развитием вибрационной конвекции.

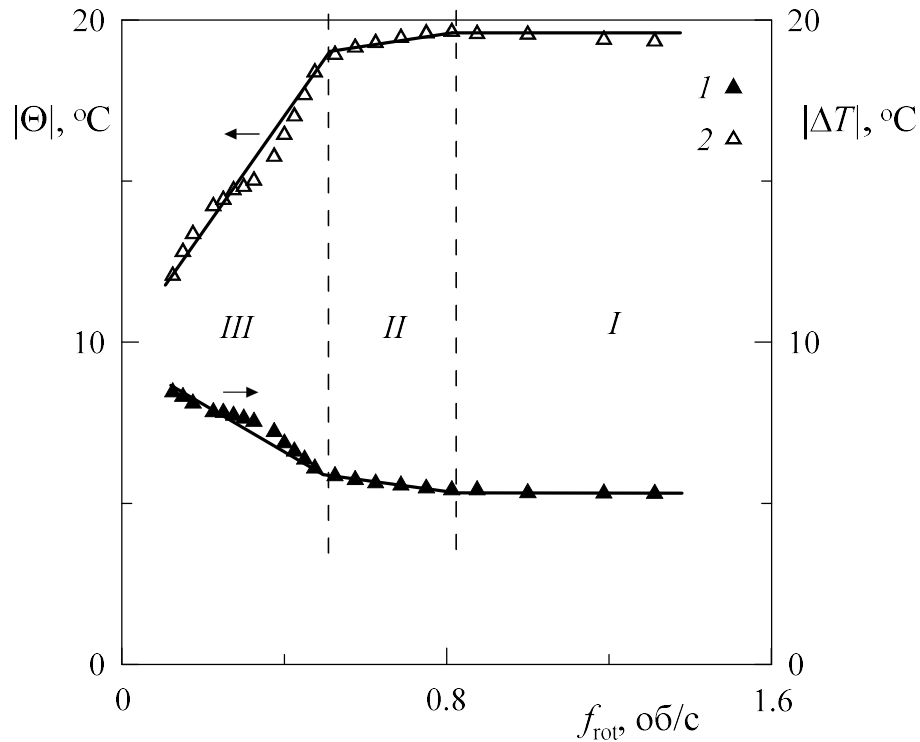


Рисунок 1.14. Температурные измерения от частоты вращения

При дальнейшем понижении скорости вращения температура границ слоя резко понижается (рисунок 1.14, область *III*, символы *1*) с одновременным увеличением теплового потока (символы *2*), что свидетельствует о возникновении конвективного движения. В надкритической области перестройка режимов конвекции может незначительно изменять угол наклона кривых, в целом сохраняя общий закон.

### 1.3.2. Визуализация течений

По результатам температурных измерений на рисунке 1.14 выделяются разные режимы конвекции. Ниже подробно показаны фотографии конвективных структур, соответствующие течениям в каждой области кривой.

Область молекулярного теплопереноса (рисунок 1.14, область I) соответствует сравнительно высоким значениям скорости вращения. При этом ячеистая конвекция отсутствует, в слое могут наблюдаться слабовыраженные конвективные потоки, связанные с действием центробежной силы. Частицы визуализатора в центральной части равномерно распределены по всему рабочему полю. Вблизи границы полости наблюдается система концентрических валов сравнительно малой интенсивности (рисунок 1.15а). Заметим, что центробежный конвективный механизм практически не действует.

С понижением скорости вращения тепловой поток через слой остается практически неизменным (рисунок 1.14, область II), несмотря на формирование системы правильных концентрических валов и заполнение всего слоя (рисунок 1.15б,в). Появление таких тороидальных вихрей практически не сказывается на теплопереносе и только при больших перепадах температур границ слоя датчиками регистрируется наличие слабой конвекции. Как будет показано ниже, генератором этих тороидальных вихревых структур являются инерционные волны. Некоторый переходный процесс (рисунок 1.15г) возникновения ячеек внутри тороидальных вихрей не оказывает существенного влияния на теплоперенос.

Возникновение ячеистой конвекции во всем слое происходит при дальнейшем понижении  $f_{rot}$  и сопровождается критическим повышением теплопереноса (рисунок 1.14, область III). Последнее связано с пороговым возникновением гексагональных ячеек (рисунок 1.15д). Размер ячеек увеличивается с понижением  $f_{rot}$  (рисунок 1.15е-ж), при очень медленном вращении ячейки преобразуются в крупномасштабные вихревые структуры



(рисунок 1.15з). При различных разностях температур границ слоя трансформация конвективных структур при понижении скорости вращения имеет схожий вид.



a)  $f_{\text{rot}} = 2$  об/с



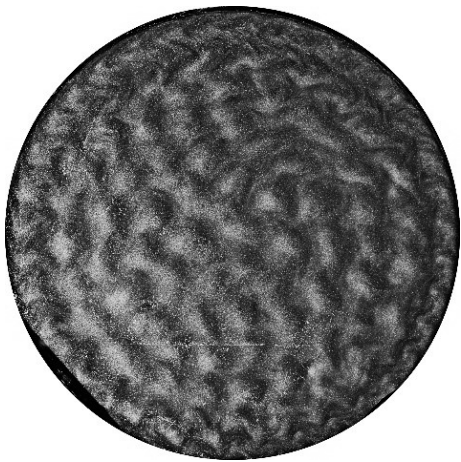
б)  $f_{\text{rot}} = 1$  об/с



в)  $f_{\text{rot}} = 0.8$  об/с



г)  $f_{\text{rot}} = 0.65$  об/с



д)  $f_{\text{rot}} = 0.55$  об/с



е)  $f_{\text{rot}} = 0.4$  об/с

ж)  $f_{\text{rot}} = 0.25$  об/сз)  $f_{\text{rot}} = 0.15$  об/с

Рисунок 1.15. Конвективные структуры в слое, вращающемся вокруг горизонтальной оси

В экспериментах с более тонкими слоями при быстром вращении в допороговой области наблюдается аналогичная система тороидальных вихрей, размер которых пропорционален толщине слоя.

С понижением скорости вращения развитие вибрационной конвекции сопровождается переходом от валов (область *I*), размер которых согласован с толщиной слоя, к крупномасштабным ячейкам (область *II*). Волновые числа в зависимости от безразмерной скорости вращения приведены на рисунке 1.16. Волновые числа, характеризующие тороидальные структуры, приведены светлыми символами, а волновые числа ячеек – темными символами.

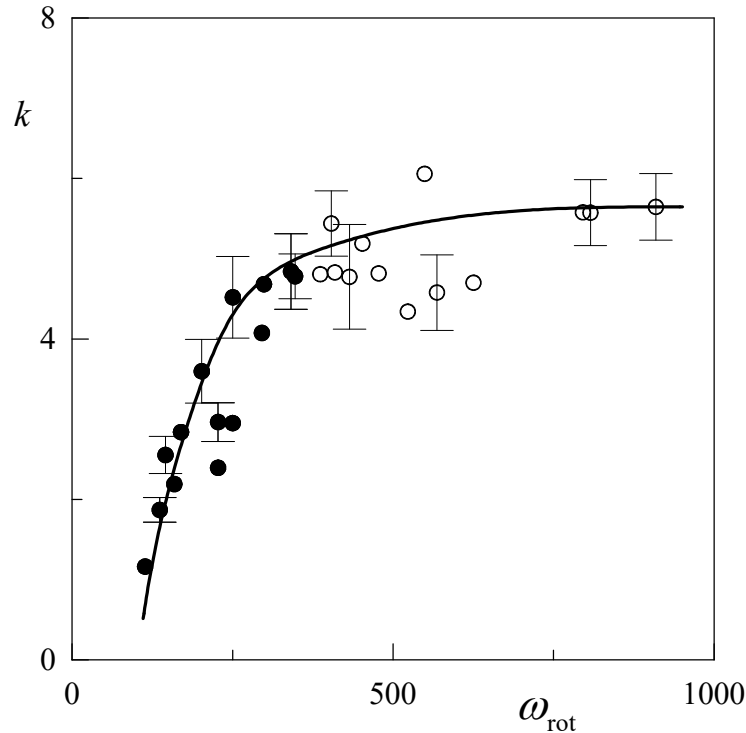


Рисунок 1.16. Безразмерное волновое число конвективных структур в зависимости от безразмерной скорости вращения. Слой воды  $h = 1.0$  см,  $\Theta = 19.3$  °С

Для тороидальных структур волновое число рассчитывается по формуле двумерных валов  $k = 2\pi h/\Lambda$  (где  $\Lambda$  расстояние между светлыми полосами), а в случае ячеистых структур используется формула для ячеек гексагонального порядка  $k = 4\pi h/\sqrt{3}\lambda$  (здесь  $\lambda$  расстояние между центрами соседних ячеек). В ходе эксперимента, температурные зависимости которого приведены на рисунке 1.14, а фотографии – на рисунке 1.15, с понижением скорости вращения волновое число уменьшается (рисунок 1.16).

### 1.3.3. Влияние инерционных волн

Рассмотрим природу возникновения докритических течений. При горизонтальном расположении оси вращения поле силы тяжести возмущает равновесие неоднородно нагретой вращающейся жидкости, вызывая ее колебания относительно полости. Это может приводить к различным эффектам, например к генерации инерционных волн [107]. Генераторами инерционных волн в

исследуемом случае выступают углы, образованные боковой и торцевыми поверхностями. Специфичным для таких внутренних волн является существование характеристических поверхностей с интенсивными осциллирующими сдвиговыми течениями. В точках отражения инерционных волн от границ полости наблюдается генерация осредненных течений, которые, в свою очередь, незначительно интенсифицируют теплоперенос. Течения проявляются в виде тороидальных вихрей, размер которых уменьшается с уменьшением толщины слоя (рисунок 1.17). Как следует из [107], генерация осредненных потоков происходит в пограничных слоях Стокса в точках падения (отражения) инерционных волн от твердых границ.

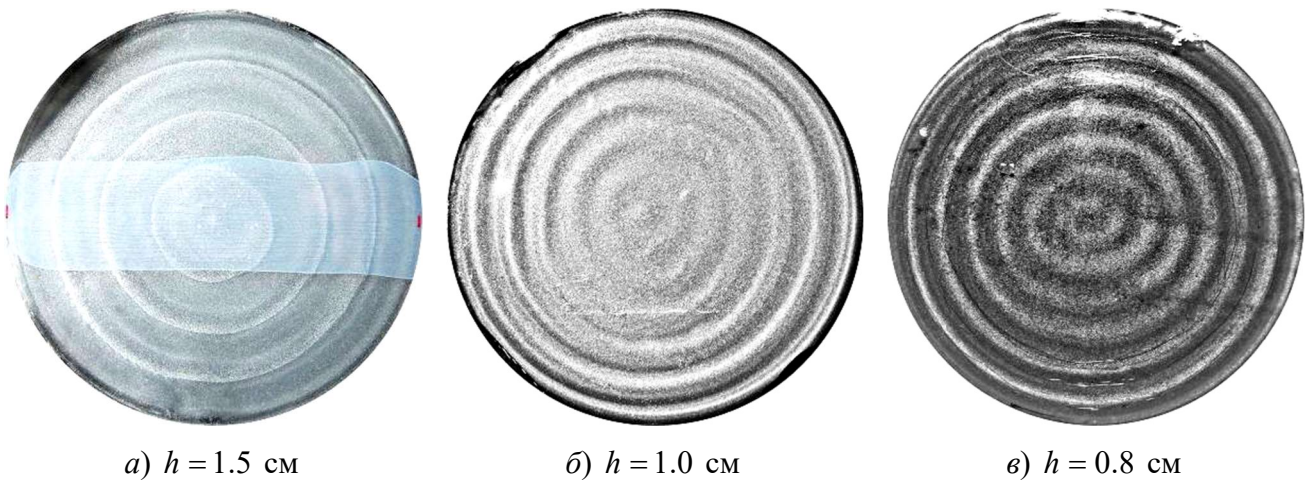


Рисунок 1.17. Тороидальные структуры в допороговой области в зависимости от толщины слоя

На рисунке 1.18 показана схема части слоя в поперечном диаметральном разрезе; штриховыми линиями показаны характеристические поверхности инерционных волн.

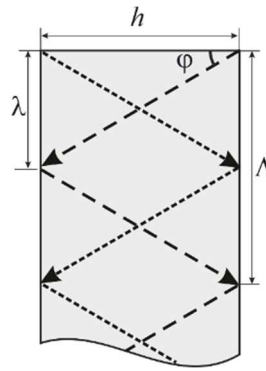


Рисунок 1.18. Схема распространения инерционной волны в слое

Направление распространения волн и угол  $\varphi$  между образующей поверхности конуса и осью вращения рассчитывается из условия [107]:

$$\operatorname{tg} \varphi = (4/N^2 - 1)^{-1/2}.$$

Где  $N \equiv \Omega_{\text{osc}}/\Omega_{\text{rot}}$  – безразмерная частота осцилляций жидкости ( $\Omega_{\text{osc}}$  – частота колебаний жидкости,  $\Omega_{\text{rot}} = 2\pi f_{\text{rot}}$  – угловая скорость вращения полости). В рассматриваемом случае колебания жидкости в системе отсчета полости происходят с частотой вращения, т.е.  $N = -1$ . С учетом совпадения частоты вращения слоя с частотой осцилляции силового поля пространственный полупериод инерционной волны  $\lambda$  составляет:

$$\lambda = h/(4/N^2 - 1)^{-1/2},$$

$$\lambda = h/\sqrt{3}.$$

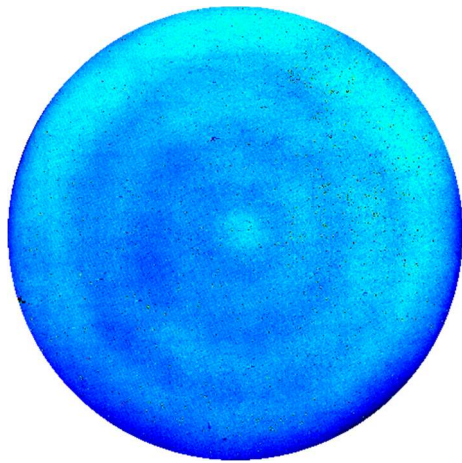
При использовании тепловизора FLIR SC7000-Series для изучения распределения температуры течений прозрачный теплообменник заменяется на тонкую матовую текстолитовую прокладку, обдуваемую потоком воздуха заданной температуры. Матовые поверхности имеют большую отражательную

способность, чем гладкие полированные. Тонкая текстолитовая прокладка в силу своей толщины отражает температуру жидкости на границе слоя.

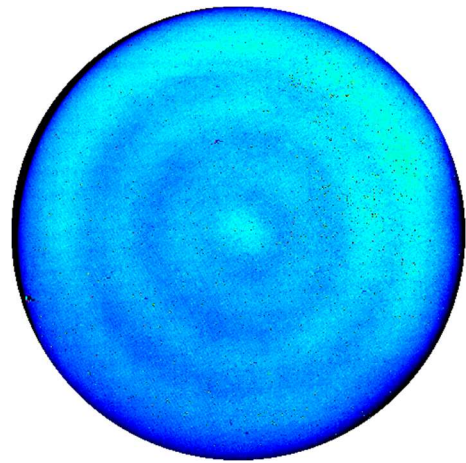
Снятие термограммы (рисунок 1.19) аналогично фоторегистрации структур (см. рисунок 1.15); с понижением скорости вращения слоя от достаточно высокой к низкой фиксируется мгновенное распределение температурных полей. Термограмма на рисунке 1.19 $a, б$  получена вблизи порога (границы областей *I* и *II* на рисунке 1.14). При большой скорости вращения в допороговой области в слое наблюдаются тороидальные валы (рисунок 1.19 $a$ ). Горячей области течения соответствует яркая область на термограмме, холодной – тусклая область. Влияние инерционных волн наблюдается и в надкритической области (рисунок 1.19 $в, г$ ). На термограмме видны следы вихревых ячеек, локализованных вблизи боковой цилиндрической границы слоя. Размер ячеек повторяет длину волны концентрических валов. С ростом надкритичности (область *III* на рисунке 1.14) локализация и размер масштабных вихрей уже не зависят от схемы распространения инерционных волн (рисунок 1.19 $д, е$ ).

Сравним термограмму с фотографией структур, полученных при помощи алюминиевой пудры в области докритических конвективных течений (рисунок 1.20). Оба фрагмента соответствуют одним и тем же условиям эксперимента. Наблюдаемая торцевая граница слоя менее нагрета (символ «х» на рисунке 1.20 соответствует холодной границе), чем противоположная. Вращение происходит по часовой стрелке. Сравнивая термограмму и фотографии валов, можно предположить схему течений в слое, аналогичную показанной на рисунке 1.18.

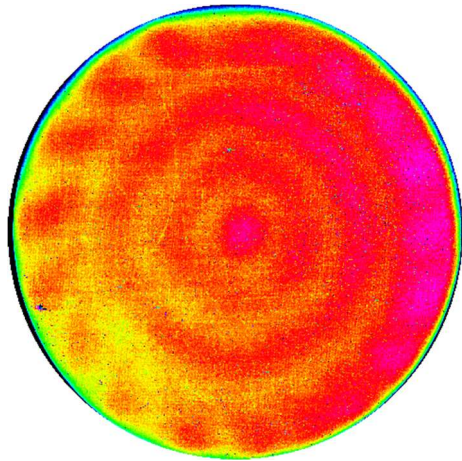




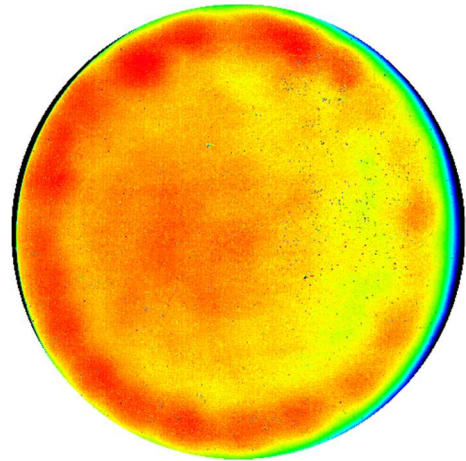
a)  $f_{\text{rot}} = 0.60$  об/с



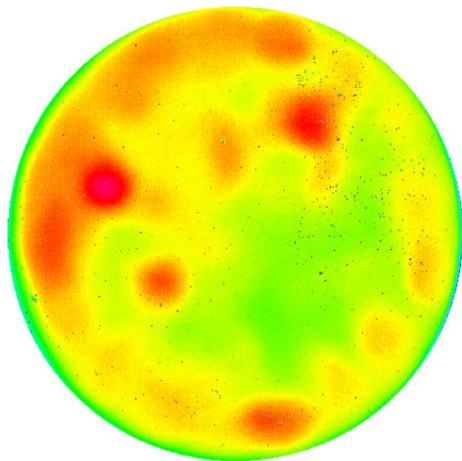
б)  $f_{\text{rot}} = 0.50$  об/с



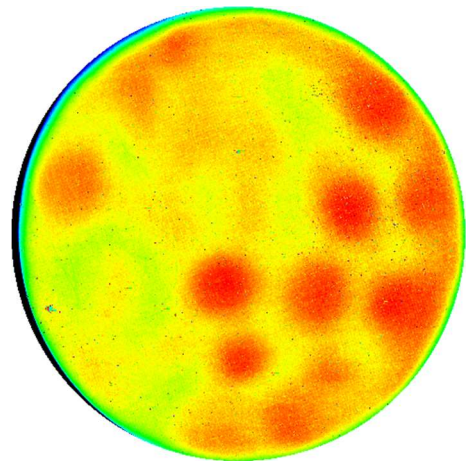
в)  $f_{\text{rot}} = 0.475$  об/с



г)  $f_{\text{rot}} = 0.40$  об/с



д)  $f_{\text{rot}} = 0.35$  об/с



е)  $f_{\text{rot}} = 0.20$  об/с

Рисунок 1.19. Термограммы в слое воды толщиной  $h = 1.5$  см при понижении скорости вращения

На левой части рисунка 1.21 приведена фотография тороидальных вихрей с менее нагретой торцевой границы слоя, правая часть соответствует фоторегистрации с более нагретой границы слоя. Расстояние между светлыми полосами в правой части согласуются (показано штриховыми линиями) с расстоянием между темными полосами в левой части рисунка.

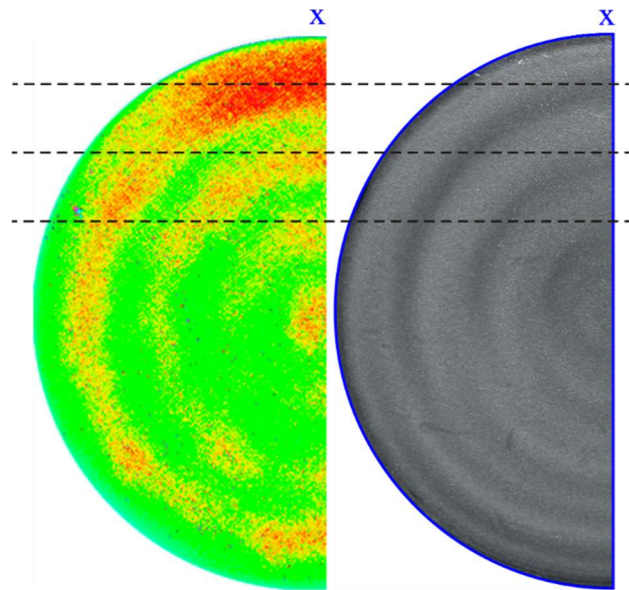


Рисунок 1.20. Сравнение термограммы с конвективными структурами. Вид менее нагретой стороны

В центральной части рисунка 1.21 приведен поперечный диаметральный разрез слоя, выполненный с помощью лазерной подсветки. Фотоаппарат фокусировался на плоскости лазерного ножа, рассекающего слой вертикально по диаметру. На снимке видны попарно расположенные конвективные валы.

Наблюдение с менее нагретой стороны слоя показывает, что частицы визуализатора ориентируются вдоль потока, образуя темные полосы. Между двумя последовательными темными полосами укладывается два вала, вращающихся в противоположных направлениях. Последовательность темных полос в слое создается валами противоположной закрутки, образованными встречными течениями. С горячей стороны противоположно направленные валы увлекают частицы в область, где нет движения, формируя яркие светлые полосы.



Располагающиеся в центральной части рисунка 1.21 схемы структуры течений находятся в согласии с распространением инерционных волн.

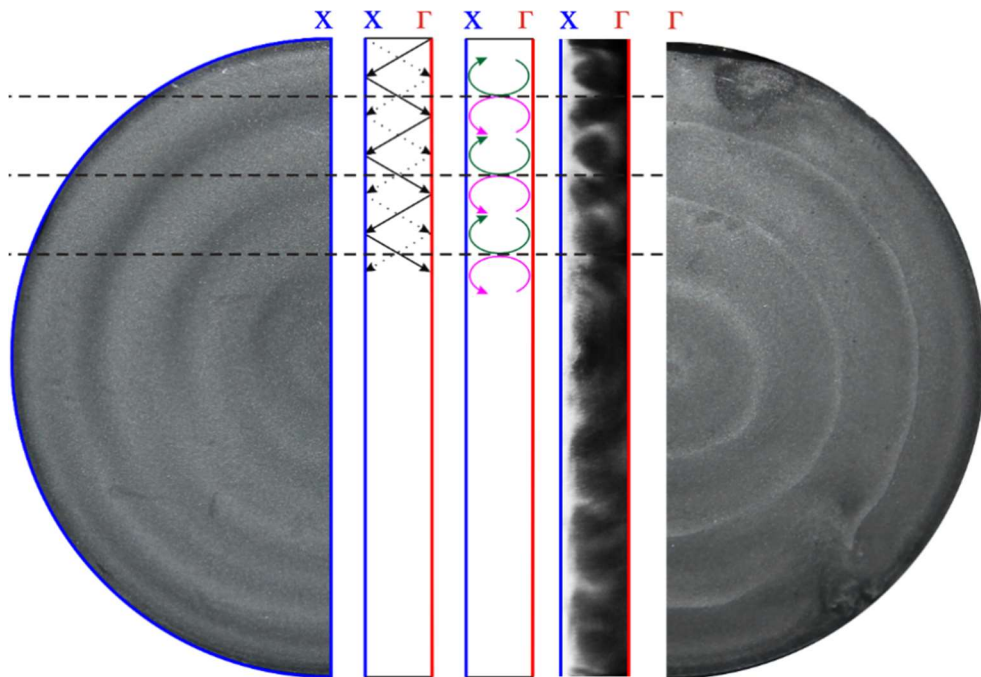


Рисунок 1.21. Фотографии структур в слое воды  $h = 1.5$  см. Схема распространения инерционных волн. Срез в луче лазера с предполагаемыми течениями внутри слоя

На рисунке 1.22 обобщены результаты измерения длины волны конвективных структур в слоях различной толщины. Длина волны определяется как расстояние между светлыми (темными) полосами. По оси абсцисс приведена безразмерная скорость вращения  $\omega_{\text{rot}} = \Omega_{\text{rot}} h^2 / \nu$ . Указанный параметр является одним из ключевых в теории вибрационной тепловой конвекции при вращении [98]: он характеризует действие силы Кориолиса на конвективные течения. Снижение скорости вращения в серии экспериментов приводит к уменьшению  $\omega_{\text{rot}}$ . Область больших  $\omega_{\text{rot}}$  соответствует концентрическим валам и слабой надкритичности (появлению вихревых ячеек). Штриховая линия отмечает теоретическое значение  $\Lambda_{\text{in}}/h = 1.15$ , полученное из уравнения [107]. Результаты экспериментов согласуются между собой и с теоретическим значением  $\Lambda_{\text{in}}/h$  при больших  $\omega_{\text{rot}}$ . Увеличение размера вихревых ячеек в области малых  $\omega_{\text{rot}}$  свидетельствует об отсутствии инерционных волн.



конвекции, где при медленном вращении слоя наблюдается перестроение крупномасштабных вихрей. Порог определяется по резкому возрастанию теплопереноса (граница между областями II и III).

С уменьшением разности температур границ слоя порог смещается в область меньших значений  $\omega_{rot}$  (рисунок 1.23 символы 2).

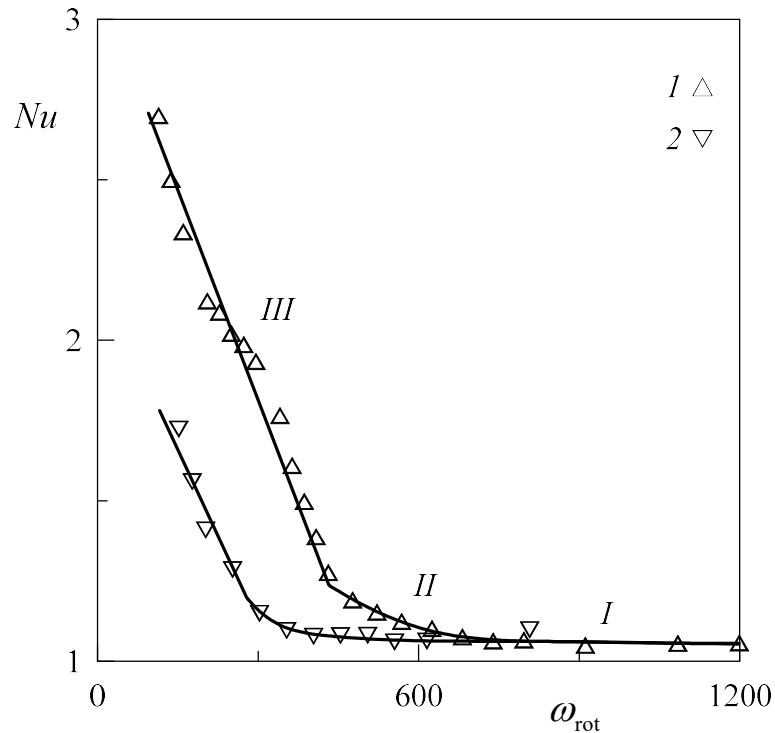


Рисунок 1.23. Теплоперенос в зависимости от безразмерной скорости вращения при различных значениях разности температур границ слоя: 1 –  $\Theta = 15.7^\circ\text{C}$ , 2 –  $\Theta = 8.9^\circ\text{C}$

Вибрационные эффекты, порожденные осцилляциями силы тяжести во вращающемся слое, определяются следующими параметрами: безразмерной скоростью вращения  $\omega_{rot} = \Omega_{rot} h^2 / \nu$ , вибрационным параметром  $R_v = (g\beta\Theta h)^2 / 2\nu\chi\Omega_{rot}^2$  [98]. Безразмерная скорость вращения с одной стороны характеризует действие силы Кориолиса, с другой – отношение толщины слоя к толщине слоя Стокса. При вертикальном расположении слоя (горизонтальное положение оси) градиент температуры направлен горизонтально. Статическая компонента поля в полости отсутствует, значение гравитационного числа Рэлея  $Ra = 0$ .

Теплоперенос в зависимости от вибрационного параметра  $R_v$  представлен на рисунке 1.24а. С понижением скорости вращения (см. рисунок 1.23) увеличивается значение вибрационного параметра (рисунок 1.24а), теплоперенос через слой возрастает, пороговым образом возникает вибрационная конвекция в виде конвективных ячеек гексагонального порядка. Центробежное число Рэлея представлено в виде  $Ra_c = \Omega_{rot}^2 R \beta \Theta h^3 / \nu \chi$ . С уменьшением безразмерной скорости вращения (с возрастанием  $R_v$ ) влияние центробежного механизма на развитие структур вибрационной конвекции ослабевает. На смену концентрическим валам приходит ячеистая структура термовибрационной природы, центробежная конвекция практически не проявляется (рисунок 1.24а, б).

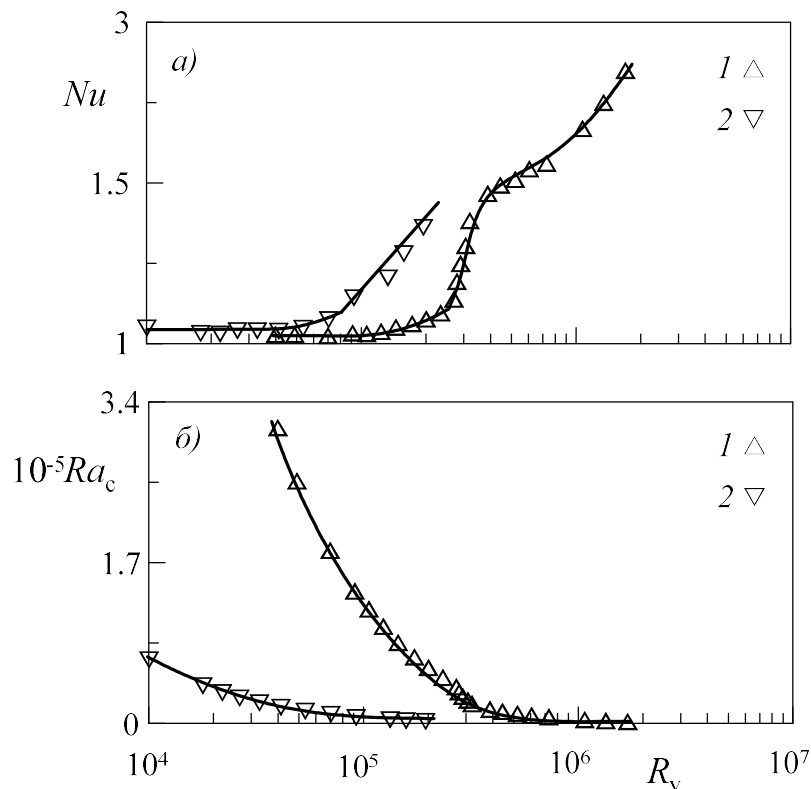


Рисунок 1.24. Зависимость  $Nu$  и центробежного числа Рэлея  $Ra_c$  от вибрационного параметра  $R_v$

На рисунке 1.25 светлыми символами 1 приведены пороговые значения  $R_v$  в зависимости от  $\omega_{rot}$  для проведенного эксперимента. Граница возникновения

вибрационной конвекции представлена кривой *I*. Ход отдельно взятого эксперимента при фиксированной разности температур границ слоя показан символами «набла». Порог устойчивости, как и следовало ожидать, повышается с увеличением безразмерной скорости вращения. Важную роль при вращении играет сила Кориолиса, которая характеризуется безразмерной частотой. Кривой *II* (проведенной по символам 2) соответствует граница обнаружения тороидальных структур, генерируемых инерционными волнами.

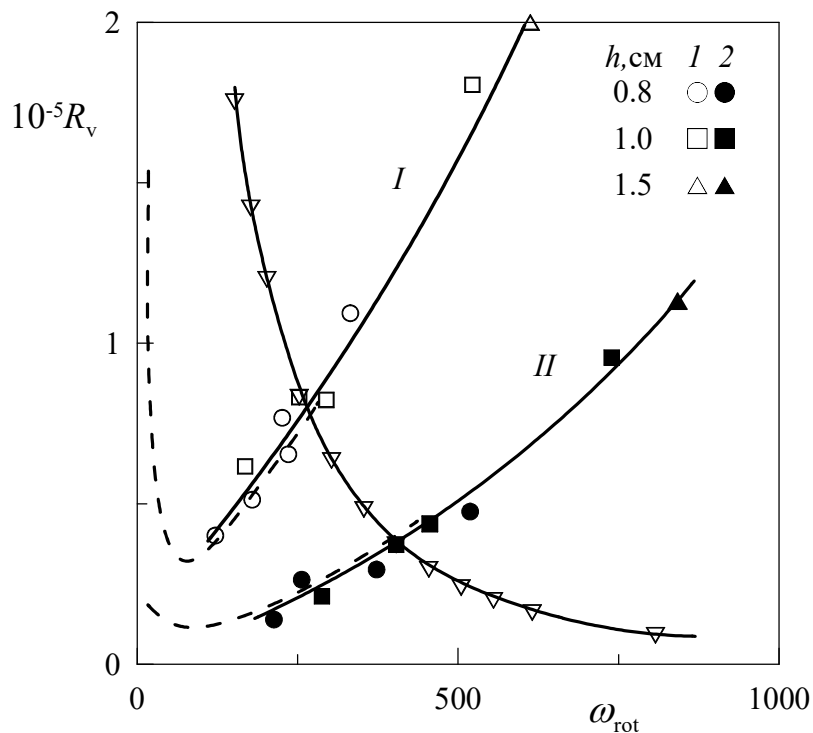


Рисунок 1.25. Граница вибрационной конвекции при вертикальном положении слоя ( $Ra = 0$ ): сплошные кривые – проведенный эксперимент, штриховые кривые – результаты эксперимента [100]

Данная задача рассматривалась ранее [100]; было показано, что граница возбуждения конвекции (пороговое значение  $R_v$ ) зависит от безразмерной частоты (штриховая кривая в продолжении кривой *I*). Была приведена граница возникновения тороидальных вихрей (штриховая кривая в продолжении кривой *II*) без анализа причин генерации данных структур. В области высоких частот  $\omega_{rot} > 100$  результаты проведенного эксперимента согласуются с

результатами [100], некоторое рассогласование может объясняться различными граничными условиями (в [100] обе границы слоя были высокой теплопроводности). С частотой граница устойчивости монотонно повышается. В области низких частот,  $\omega_{\text{rot}} < 100$ , с уменьшением  $\omega_{\text{rot}}$  экспериментальный порог устойчивости  $R_v$  резко возрастает (рисунок 1.25). Изменение зависимости в области низких частот объясняется тем, что осреднённые эффекты генерируются высокочастотными осциллирующими полями.

#### **1.4. Сравнение тепловой конвекции во вращающемся плоском слое, возбуждаемой гравитационным и вибрационным механизмами**

Интересным оказывается сравнение механизмов проявления термовибрационной и рэлеевской конвекции, в зависимости от скорости вращения. Анализируя стабилизирующее действие вращения на порог возбуждения конвекции, можно сказать, что в случае вибрационной и гравитационной конвекции законы возрастания порога устойчивости и критического значения волнового числа оказываются идентичными. Различные по своей природе механизмы возбуждения конвекции проявляются схожим образом. Когда оба механизма проявляются независимо, границы  $R_v(\omega_{\text{rot}})$  и  $Ra(\omega_{\text{rot}})$  имеют подобный вид (рисунок 1.26).

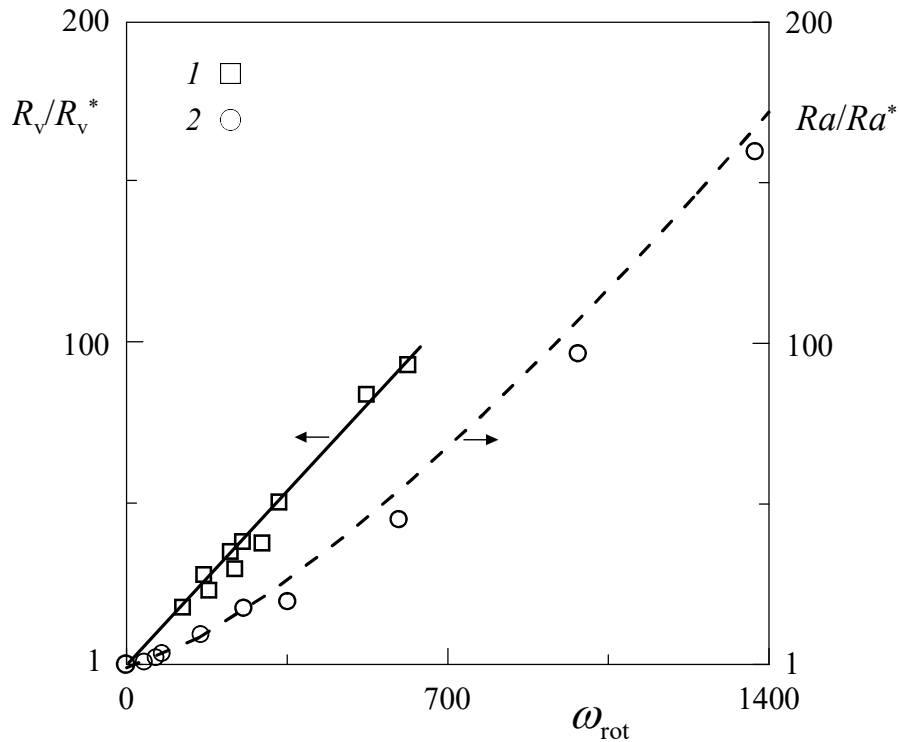


Рисунок 1.26. Влияние вращения на пороги вибрационной (символы 1) и гравитационной (символы 2) конвекции

В области высоких частот пороговые значения вибрационного параметра  $R_v$  (рисунок 1.26, символы 1) связаны с частотой вращения соотношением, аналогичным случаю возрастания гравитационного числа Рэлея  $Ra = 18.8 \cdot \omega_{rot}^{4/3}$  (рисунок 1.26 штриховая кривая – теория [13], символы 2 – проведенный эксперимент). В качестве значений параметров, на которые осуществляется нормировка, берутся значения  $R_v^* = 2129$  [15] и  $Ra^* = 1708$  [10-12], которые соответствуют возникновению конвекции в отсутствие вращения полости.

## Глава 2

# ОСРЕДНЕННАЯ ТЕПЛОВАЯ КОНВЕКЦИЯ В СЛОЕ ВРАЩАЮЩЕМСЯ ВОКРУГ НАКЛОННОЙ ОСИ. РЭЛЕЕВСКИЙ И ВИБРАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМЫ КОНВЕКЦИИ

Экспериментально исследуется тепловая конвекция в наклонном плоском слое с границами разной температуры, слой вращается вокруг перпендикулярной его плоскости оси. Показано, что конвекция и теплоперенос определяются двумя различными конвективными механизмами, рэлеевским и «термовибрационным», которые проявляются в пороговом возбуждении ячеистых конвективных структур разного размера. Термовибрационная конвекция вызывается осредненной по периоду массовой силой, возникающей в результате «приливных» колебаний неизотермической жидкости относительно полости под действием тангенциальной слою составляющей внешнего силового поля. Построена карта режимов конвекции на плоскости управляющих параметров, гравитационного числа Рэля и его вибрационного аналога. Обнаружено, что термовибрационная конвекция может развиваться даже в слое, подогреваемом сверху. Изучена роль безразмерной скорости вращения, которая оказывает стабилизирующее действие на возбуждение как гравитационной, так и термовибрационной конвекции.

### 2.1. Особенности тепловой конвекции и теплопереноса при наклонном положении оси вращения

Тепловая конвекция изучается в наклонном плоском слое жидкости толщиной  $h$ , вращающемся с угловой скоростью  $\Omega_{\text{rot}}$  вокруг нормальной плоскости слоя оси  $\mathbf{n}$  (см. рисунок 1.1). Температуры изотермических границ слоя имеют различные постоянные значения  $T_1$  и  $T_2$ , боковая круговая граница является нетеплопроводной. Во всех опытах температура  $T_2 > T_1$ .



Эксперименты проводятся по-разному. В одном случае при заданной разности температур  $\Theta = T_2 - T_1$  и постоянной скорости вращения  $f_{\text{rot}}$  пошагово изменяется угол наклона  $\alpha$  (методика 1). При этом эксперимент начинается с горизонтального положения слоя, когда горячая граница находится сверху ( $\alpha = -90^\circ$ ), и заканчивается горизонтальным положением слоя и горячей границей снизу ( $\alpha = 90^\circ$ ). Значению  $\alpha = 0^\circ$  соответствует вертикальное положение слоя, когда плоскость слоя параллельна силовому полю.

В другом случае (методика 2) при заданных значениях угла наклона и скорости вращения слоя пошагово повышается (понижается) разность температур границ слоя. На каждом шаге эксперимента, после установления стационарного режима конвекции и теплопереноса, проводятся измерения теплового потока и температуры границ слоя, выполняется фоторегистрация конвективных структур с частицами визуализатора (алюминиевой пудры) в свете лампы-вспышки.

Вначале рассмотрим результаты, полученные при помощи методики 1. В слое воды толщиной  $h = 1.0$  см при заданной скорости вращения  $f_{\text{rot}} = 0.35$  об/с, изменяется угол наклона слоя. Начальное значение угла наклона равно  $\alpha = -90^\circ$  и соответствует теплопроводному режиму  $Nu = 1$  (подогрев слоя сверху). Конечное значение угла наклона равно  $\alpha = 90^\circ$ , что характерно для подогрева слоя снизу. В эксперименте при  $\Theta = 5.6$  °C (символы 1, рисунок 2.1) при некотором критическом значении  $\alpha$  теплоперенос через слой увеличивается, возбуждается конвекция. Порог возбуждения при  $\alpha = 33^\circ$  (подогрев слоя снизу) – гравитационной природы, о чем свидетельствуют гексагональные конвективные структуры. Дальнейшее увеличение угла наклона интенсифицирует теплоперенос.

С повышением разности температур (символы 2 – 4) появляется критическое повышение теплопереноса в области  $\alpha < 0^\circ$  что связано с развитием конвекции термовибрационной природы. В случае, когда горячая граница располагается выше холодной, значение угла, при котором возникает термовибрационная конвекция, равно  $\alpha = -30^\circ$ . Для высоких значений  $\Theta$  угол наклона гравитационной конвекции остается близким к  $\alpha = 33^\circ$ .

Таким образом, можно выделить области существования молекулярного теплопереноса *I*, термовибрационной *II* и гравитационной *III* конвекции. С повышением разности температур пороги возникновения конвекции остаются прежними значения угла наклона слоя, но интенсивность теплопереноса в области между двумя порогами повышается.

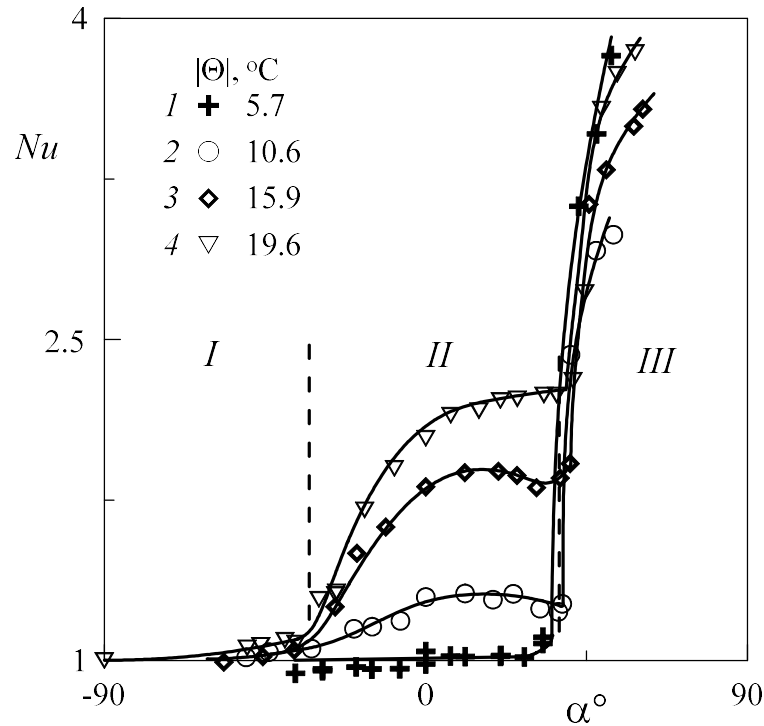


Рисунок 2.1. Теплоперенос в слое воды  $h = 1.5$  см в зависимости от угла наклона

Проведен дополнительный эксперимент с целью установления влияния направления изменения угла наклона в ходе опыта на кривую теплопереноса и на порог возникновения конвекции. На рисунке 2.2 прямому изменению угла наклона соответствуют символы 1, обратному – символы 2. Как видно из температурных зависимостей, гистерезис не обнаружен, способ изменения угла наклона в эксперименте не влияет на возникновение конвекции в слое.

Удобство использования методики 2 объясняется в фиксировании угла наклона в ходе эксперимента, что облегчает его проведение. На рисунке 2.3 показана зависимость числа  $Nu$  от  $\Theta$  в слое воды толщиной  $h = 1.50$  см при заданной скорости вращения ( $f_{\text{rot}} = 0.36$  об/с). Температура холодной границы слоя

поддерживается постоянной,  $T_1 = 22^\circ\text{C}$ . Условиям эксперимента соответствует безразмерная скорость вращения  $\omega_{\text{rot}} = 570 \pm 30$ . Изменение безразмерной скорости с изменением разности температур связано с изменением вязкости рабочей жидкости.

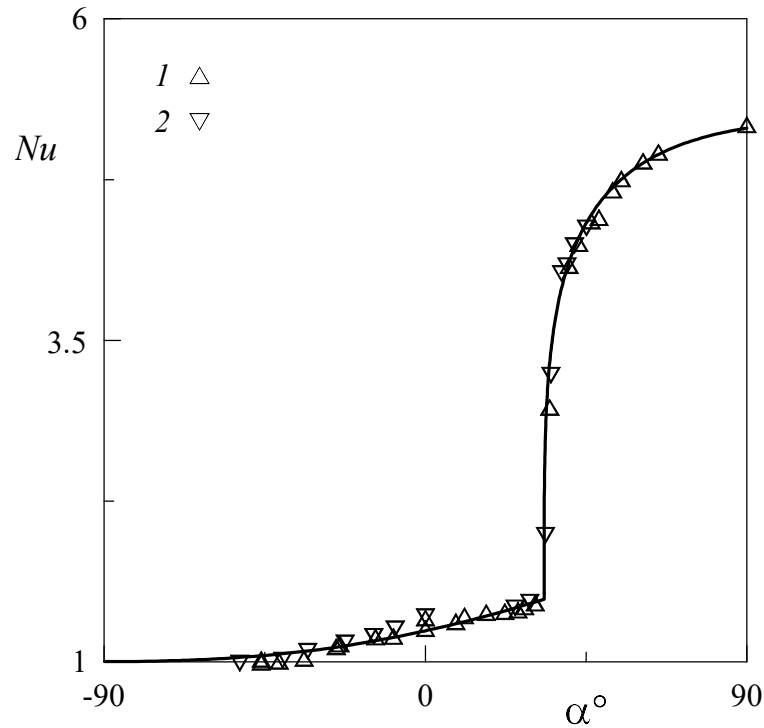


Рисунок 2.2. Теплоперенос в слое воды  $h = 1.5$  см в случае  $\Theta = 13.7^\circ\text{C}$  и  $f_{\text{rot}} = 0.36$  об/с

В случае горизонтального положения слоя ( $\alpha = -90^\circ$ , нагрев сверху,  $\Theta < 0$ ) конвекция в слое отсутствует, число Нуссельта равно единице во всем интервале изменения  $\Theta$ . При нагреве снизу ( $\alpha = 90^\circ$ ) с повышением  $\Theta$  конвекция развивается пороговым образом, число  $Nu$  возрастает (символы 1). Порог развития конвекции возникает при  $\Theta = 1.8^\circ\text{C}$ . Увеличение теплопереноса связано с возникновением гравитационной конвекции в виде конвективных ячеек в слое (рисунок 2.4а), размер которых растет с повышением  $\Theta$  (рисунок 2.4б).

При  $\alpha = -40^\circ$  (символы 2, рисунок 2.3 в области  $\Theta < 0$ ) теплоперенос во всем интервале монотонно повышается с  $|\Theta|$ , при этом в слое наблюдаются кольцевые конвективные валы. При малых  $|\Theta|$  конвективные структуры располагаются вблизи

боковой границы (рисунок 2.5а), по мере увеличения  $|\Theta|$  валы усиливаются и распространяются на весь слой. В области положительных  $\Theta$  наблюдается пороговое возбуждение гравитационной конвекции, как это наблюдалось в горизонтальном слое (рисунок 2.5в). Однако порог смещается в область больших значений  $\Theta$  (см. рисунок 2.3) и численно равен  $\Theta = 2.3^\circ\text{C}$ . С ростом надкритичности в области  $\Theta > 0$  форма ячеек претерпевает изменения, размер их увеличивается.

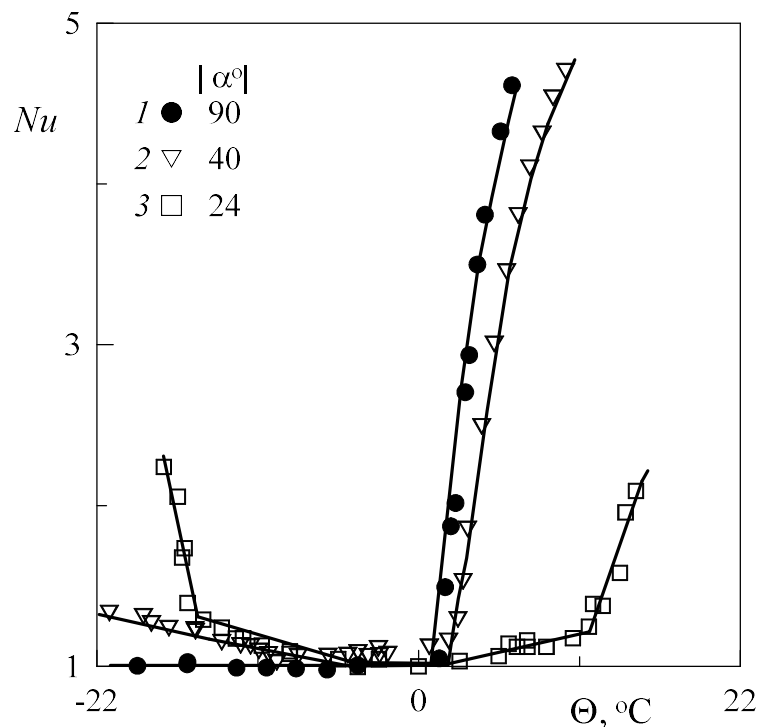


Рисунок 2.3. Зависимость теплопереноса от разности температур границ слоя

При  $\alpha = \pm 24^\circ$  (символы 3, рисунок 2.3) зависимость теплопереноса от разности температур качественно отличается от рассмотренных выше углов наклона. Обнаружены два излома на кривой теплопереноса, и оба термовибрационной природы. При нагреве слоя сверху ( $\Theta < 0$ ) с увеличением  $|\Theta|$  теплоперенос незначительно повышается, как это было в случае  $\alpha = -40^\circ$ . Но при дальнейшем повышении  $|\Theta|$  наблюдается пороговое возрастание теплопереноса. Термовибрационному порогу в области  $\Theta < 0$  соответствует значение  $\Theta = 14.7^\circ\text{C}$ . До критического значения  $\Theta$  в слое наблюдаются конвективные валы

(рисунок 2.6а), которые пороговым образом сменяются конвективными ячейками (рисунок 2.6б). При  $\Theta > 0$  теплоперенос с увеличением  $|\Theta|$  изменяется аналогичным образом, наблюдаются области существования как тороидальных (рисунок 2.6в), так и ячеистых (рисунок 2.6г) структур. Термовибрационному порогу в области  $\Theta > 0$  соответствует значение разности температур  $\Theta = 11.6^\circ\text{C}$ , близкое, как и для случая подогрева слоя сверху.

## 2.2. Конвективные структуры

Волновое число гексагональной ячеистой структуры (рисунок 2.4а) в случае горизонтального положения слоя ( $\alpha = 90^\circ$ ) рассчитывается по формуле  $k = 4\pi h / \sqrt{3}\lambda$  [13], где  $\lambda$  – расстояние между центрами соседних ячеек. Волновое число структур, измеренных вблизи порога, имеет значение  $k = 13.2 \pm 0.5$  ( $\lambda = 0.83 \pm 0.03$  см в слое толщиной  $h = 1.50$  см), что хорошо согласуется с теоретическим значением  $k^* = 1.51 \cdot (\omega_{\text{rot}})^{1/3} = 12.5$  [13], рассчитанным при  $\omega = 570$  (см. рисунок 1.12).



а)  $Ra = 1.54 \cdot 10^5$



б)  $Ra = 2.31 \cdot 10^5$

Рисунок 2.4. Конвективные структуры при угле наклона  $\alpha = 90^\circ$

При  $\alpha = 40^\circ$  ( $\Theta > 0$ ) и малых  $\Theta$  вблизи боковой границы слоя наблюдаются кольцевые валы, слабо влияющие на теплоперенос (рисунок 2.5б), получившие название пристеночная мода. При повышении  $\Theta$  наблюдается критическое возрастание теплопереноса, вызванное развитием конвективных ячеек, аналогичных наблюдаемым при горизонтальном положении слоя,  $\alpha = 90^\circ$  (рисунок 2.4). Это свидетельствует о гравитационной природе конвективных ячеек, однако порог их возбуждения реализуется при большем значении  $\Theta$ , чем в случае  $\alpha = 90^\circ$ .



а)  $Ra = -6.61 \cdot 10^5$



б)  $Ra = 7.24 \cdot 10^4$



в)  $Ra = 1.9 \cdot 10^5$



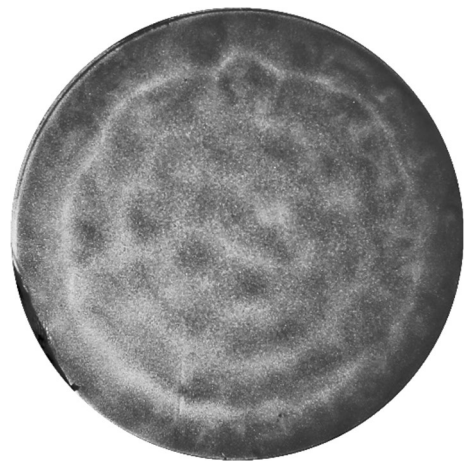
г)  $Ra = 4.46 \cdot 10^5$

Рисунок 2.5. Конвективные структуры в слое  $h = 1.5$  см при  $f_{\text{rot}} = 0.36$  об/с и углах наклона  $\alpha = -40^\circ - а, б$ ;  $\alpha = 40^\circ - в, г$

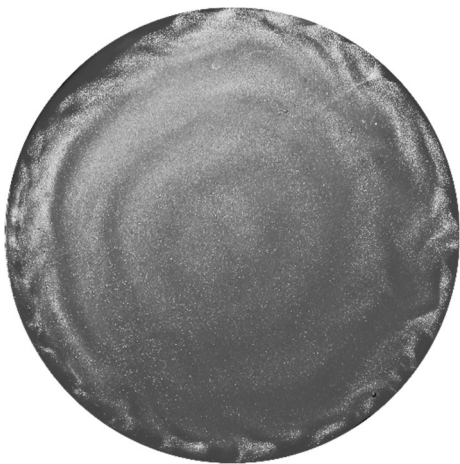
При угле наклона слоя  $\alpha = -24^\circ$  в области слабого возрастания теплопереноса при  $\Theta < 0$  (рисунок 2.6а), так и при  $\Theta > 0$  происходит развитие кольцевых конвективных валов. Но при дальнейшем повышении  $|\Theta|$  наблюдается пороговое возрастание теплопереноса, связанное с возникновением и развитием конвективных ячеек в области отрицательных (рисунок 2.6б) и положительных (рисунок 2.6в) разностей температур границ слоя. Расстояние между центрами ячеек согласуется с поперечным размером валов, обнаруженных в допороговой области.



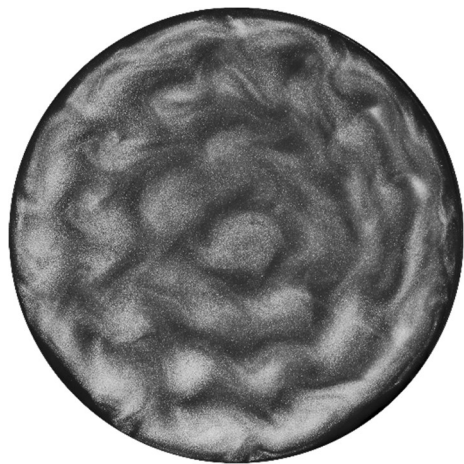
а)  $Ra = -3.54 \cdot 10^5$



б)  $Ra = -6.27 \cdot 10^5$



в)  $Ra = 1.54 \cdot 10^5$



з)  $Ra = 3.09 \cdot 10^5$

Рисунок 2.6. Конвективные структуры при  $\alpha = -24^\circ$  – а, б;  $\alpha = 24^\circ$  – в, з;  $f_{\text{rot}} = 0.36$  об/с,  
 $h = 1.5$  см

Кривые теплопереноса в области отрицательных и положительных значений  $\Theta$  для случая  $|\alpha| = 24^\circ$  близки по форме (см. рисунок 2.3). Это свидетельствует о том, что возникновение сравнительно крупномасштабных конвективных ячеек (рисунок 2.6б,г) практически не зависит от того, какая из границ, верхняя или нижняя, имеет более высокую температуру, т.е. возникновение этих структур определяется термовибрационным конвективным механизмом, отличным от рэлеевского.

### 2.3. Карта режимов конвекции

На рисунке 2.7 представлена зависимость числа  $Nu$  от гравитационного числа Рэлея  $Ra = g_n \beta \Theta h^3 / \nu \chi$ , где  $g_n \equiv g \sin \alpha$  – статическая в системе отсчета полости компонента внешнего силового поля. Развитие термовибрационной ячейистой конвекции в области  $Ra < 0$  сопровождается пороговым повышением теплопереноса. В области  $Ra > 0$  переход от крупноячейистой вибрационной конвекции к мелкочейистой конвекции рэлеевской природы также сопровождается значительным возрастанием теплопереноса.

В области  $Ra > 0$  для углов наклона  $\alpha = 40^\circ$  и  $\alpha = 90^\circ$  кривые теплопереноса практически совпадают. В обоих случаях кризис теплопереноса связан с развитием мелкочейистой конвекции гравитационной природы. При  $|\alpha| = 24^\circ$  в областях  $Ra < 0$  и  $Ra > 0$  кризис теплопереноса связан с развитием крупномасштабных вихревых структур в виде ячеек. Критическое значение  $Ra$ , при котором на фоне валиковых структур развивается ячейистая конвекция, значительно превышает пороговое значение, полученное при  $\alpha = -40^\circ$  и  $\alpha = 90^\circ$ . Качественного отличия между последовательностью переходов и трансформацией ячеек в области положительных и отрицательных значений числа Рэлея при  $|\alpha| = 24^\circ$  не обнаружено. Это свидетельствует о том, что рэлеевский конвективный механизм слабо влияет на конвективные структуры. Заметим, что гравитационная конвекция не проявляется при значениях  $Ra$ , превышающих пороговую величину в несколько



раз (см. рисунок 2.3). Последнее говорит о сильном стабилизирующем действии осцилляций жидкости на порог возбуждения рэлеевской конвекции.

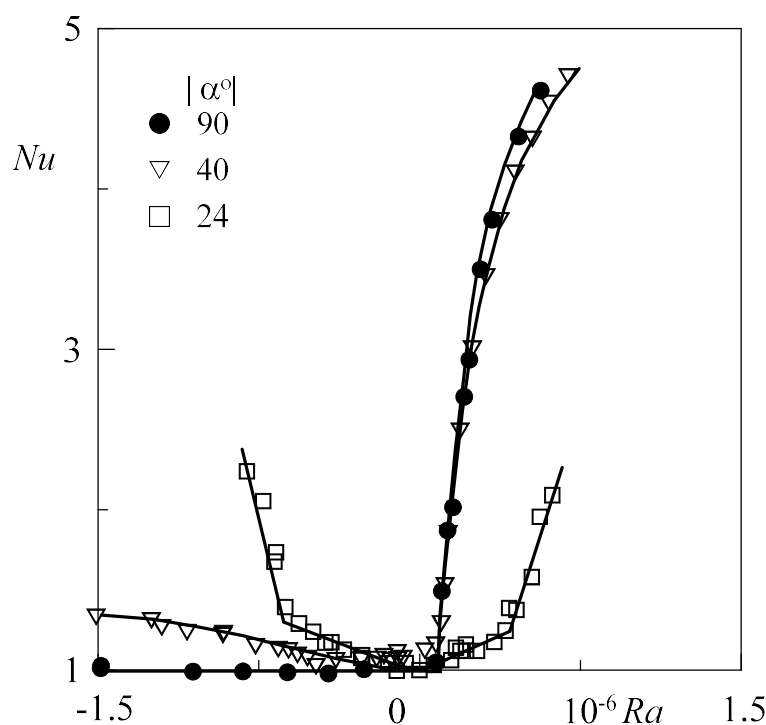


Рисунок 2.7. Зависимость теплопереноса от гравитационного числа Рэлея; вода,  $h=1.50$  см.

Отметим, что при горизонтальном положении слоя и подогреве сверху ( $\alpha = -90^\circ$ ) в исследованном диапазоне чисел Рэлея теплоперенос близок к молекулярному. Это определяется тем, что вклад центробежного механизма конвекции пренебрежимо мал по сравнению с гравитационным. В условиях проведенного эксперимента для представленных на рисунке 2.3 и рисунке 2.7 результатов отношение центробежного числа Рэлея к гравитационному не превышает значения  $Ra_c/Ra = 0.1$ .

В рассматриваемом случае  $Ra < 0$  (рисунок 2.7) тепловая конвекция не связана с температурной стратификацией жидкости в статическом силовом поле, а развивается в результате колебаний жидкости, вызываемых тангенциальной компонентой внешнего силового поля, вращающейся в системе отсчета полости. Осредненное действие поля на неизотермическую жидкость определяется вибрационным параметром  $R_v = (g_r \beta \Theta h)^2 / (2\nu\chi\Omega_{\text{rot}}^2)$  [98], который в условиях

проводимого эксперимента связан с гравитационным числом Рэлея соотношением

$$R_v = Ra^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha / (2\omega_{\text{rot}}^2 Pr).$$

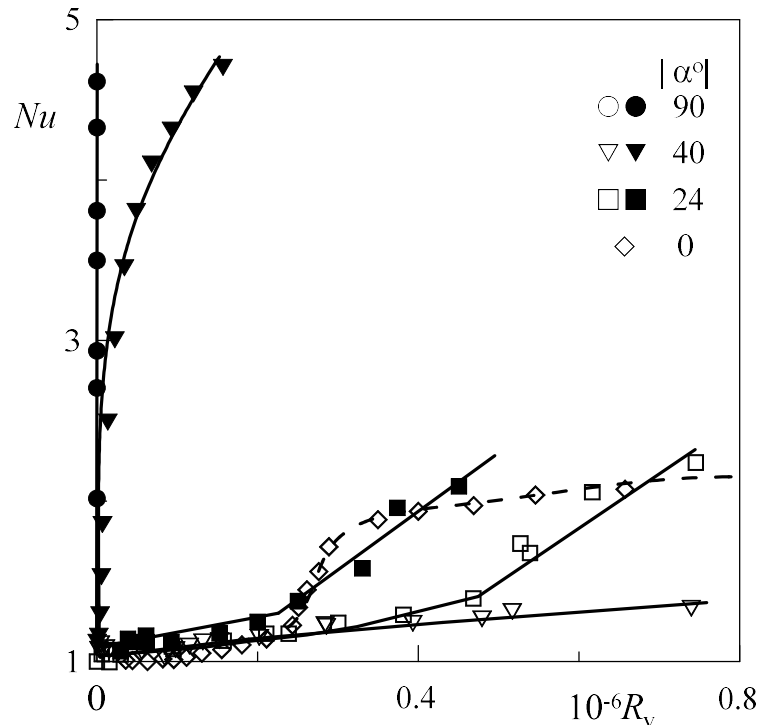


Рисунок 2.8. Зависимость теплопереноса от вибрационного параметра

Зависимость теплопереноса от вибрационного параметра представлена на рисунке 2.8. Штриховой кривой приведен случай, когда статическая компонента поля в полости отсутствует. В случае, когда параметр  $R_v$  мал по сравнению с параметром  $Ra$  (угол наклона  $\alpha = -90^\circ$ ) число Нуссельта полностью определяется гравитационным числом Рэлея. В определенных случаях  $R_v$  (угол наклона  $\alpha = \pm 24^\circ$ ) начинает играть доминирующую роль, и при этом  $Ra$  не играет роли, теплоперенос возрастает при повышении  $R_v$ .

## 2.4. Влияние безразмерной скорости вращения на границы смены режимов конвекции

Для исследования границ устойчивости гравитационной и вибрационной конвекции в большом интервале значений безразмерной скорости вращения в экспериментах варьировались толщина слоя жидкости, угол наклона слоя и скорость вращения. Границы смены режимов конвекции определялись по критическому изменению теплопереноса и изменению структуры конвективных течений.

Пороговые кривые при различных значениях безразмерной скорости вращения представлены на плоскости управляющих безразмерных параметров  $Ra, R_v$  (рисунок 2.9). Часть пороговых точек получена при пошаговом изменении угла наклона  $\alpha$  от  $-90^\circ$  до  $90^\circ$  (см. рисунок 2.2) при заданных значениях температуры теплообменников и скорости вращения. При уменьшении  $|\alpha|$  и приближении слоя к вертикальному положению значение  $R_v$  возрастает, а  $|Ra|$  – уменьшается. При  $\alpha = 0^\circ$  статическое в системе отсчета полости поле исчезает, и  $Ra$  обращается в нуль.

На рисунке 2.9 приведены результаты экспериментов, выполненных при значениях безразмерной частоты  $\omega_{rot} = 150 \pm 20$ ,  $\omega_{rot} = 650 \pm 50$  и  $\omega_{rot} = 700 \pm 50$ . В последних двух случаях близости значений  $\omega_{rot}$  результаты согласуются между собой. Отметим, что даже при заданной разности температур теплообменников повышение теплопереноса приводит к понижению  $\Theta$ , а значит, приводит к изменению средней температуры слоя и к изменению вязкости жидкости. Последнее приводит к незначительному изменению безразмерной частоты в ходе одного эксперимента.

При горизонтальном положении слоя ( $\alpha = 90^\circ$ ,  $R_v = 0$ ), этот случай считается классическим, порог возбуждения гравитационной ячеистой конвекции с повышением  $\omega_{rot}$  смещается в область больших значений  $Ra$  и с точностью до

5% согласуется с теоретической зависимостью  $Ra^* = 18.8\omega_{\text{rot}}^{4/3}$  и с результатами экспериментальных исследований [13]. Вращение оказывает стабилизирующее влияние на порог возникновения гравитационной конвекции.

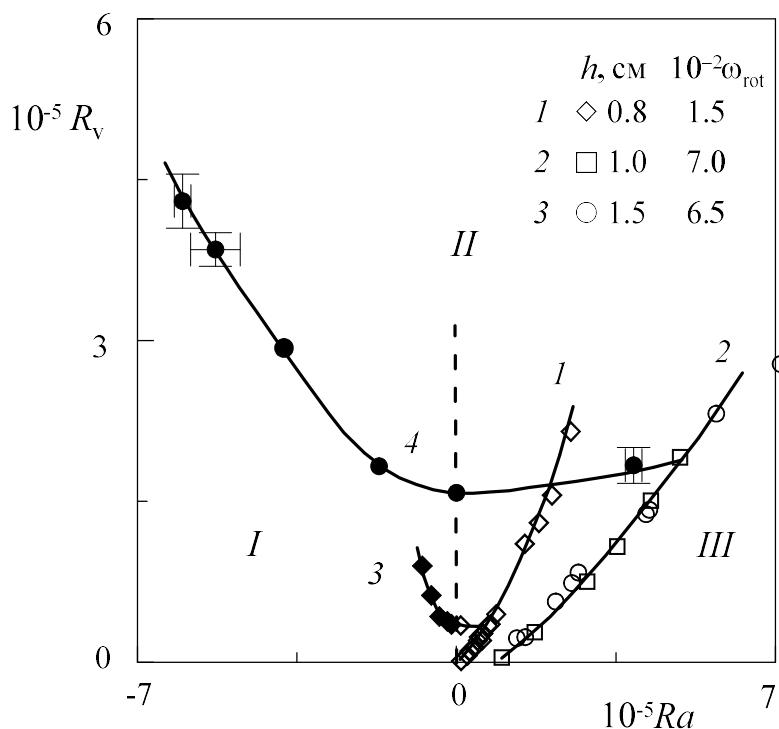


Рисунок 2.9. Карта конвективных режимов на плоскости безразмерных параметров  $Ra, R_v$  при различных значениях  $\omega_{\text{rot}}$

С повышением  $R_v$  (при отклонении слоя от горизонтального положения) порог возбуждения гравитационной конвекции (критическое значение  $Ra$ ) монотонно возрастает (светлые символы на рисунке 2.9). С повышением безразмерной частоты граница возбуждения коротковолновой ячейистой конвекции смещается в область больших значений  $Ra$  (кривые 1 и 2).

При умеренных значениях  $R_v$ , ниже порога возбуждения крупноячейистой конвекции термовибрационной природы (кривые 3 и 4), если  $Ra$  ниже порога возбуждения гравитационной конвекции, то в слое наблюдаются кольцевые тороидальные структуры (см. рисунок 2.5а и рисунок 2.6а). Интенсивность их незначительна, и они сравнительно слабо влияют на теплоперенос

(см. рисунок 2.3). При малых значениях  $R_v$  валы наблюдаются лишь вблизи боковой границы, при повышении  $R_v$  область их существования расширяется и они достигают центра полости.

С повышением  $R_v$  на фоне тороидальных валов пороговым образом развиваются крупноячеистые конвективные структуры термовибрационной природы. Пороговое значение  $R_v$  зависит от величины и знака  $Ra$ . В области отрицательных значений  $Ra$  порог возбуждения вибрационной конвекции возрастает с  $|Ra|$ . Это объясняется стабилизирующим действием устойчивой температурной стратификации. С повышением безразмерной частоты вращения граница возбуждения вибрационной конвекции смещается в область больших значений  $R_v$  (кривые 3 на рисунке 2.9). Характерный доверительный интервал в пороге возбуждения вибрационной конвекции при  $\omega_{\text{rot}} = 650$  (кривая 4) указан на графике. Для остальных пороговых точек доверительный интервал сравним с размером точек.

Таким образом, на плоскости  $Ra, R_v$  можно выделить три области. В области *I* реализуется конвекция в виде тороидальных валов, интенсивность которых возрастает с  $R_v$ . Область *II* характеризуется развитием сравнительно крупноячеистой конвекции термовибрационной природы (порог возникновения показан сплошными точками). В области *III* наблюдается мелкоячеистая конвекция гравитационной природы. Граница смены режимов термовибрационной и гравитационной конвекции показана светлыми точками.

Границы смены режимов конвекции, найденные в экспериментах с разными жидкостями и в слоях различной толщины при близких значениях безразмерной частоты, согласуются между собой. Это значит, что при заданном значении  $\omega_{\text{rot}}$  конвекция полностью определяется управляющими параметрами  $Ra$  и  $R_v$ . Гистерезис в критических значениях параметров при пересечении этих границ в разном направлении не обнаружен.

Примечателен тот факт, что с повышением  $R_v$  порог возникновения гравитационной конвекции (критическое значение  $Ra$ ) повышается. Это указывает на то, что вызываемые внешним полем колебания жидкости с одной стороны «запускают» термовибрационный механизм, с другой – оказывают стабилизирующее действие на рэлеевскую конвекцию.

Если говорить о тороидальных конвективных структурах, наблюдаемых в области  $I$ , то в экспериментах со слоями разной толщины во всей области исследованных параметров пространственный период  $\Lambda$  кольцевых структур строго связан с толщиной слоя,  $\Lambda/h = 1.15 \pm 0.02$  (см. рисунок 1.21). Это согласуется с теоретическим соотношением  $\Lambda_{in}/h = 1.155$ , где  $\Lambda_{in}$  – расстояние между двумя последовательными точками отражения инерционной волны, рождаемой в торцевых углах вращающейся полости [107]. Из этого можно сделать вывод, что генератором тороидальных конвективных структур являются инерционные волны, взаимодействующие с неоднородным температурным полем.

Таким образом, исследования показали, что тангенциальная составляющая статического внешнего поля оказывает сильное влияние на тепловую конвекцию во вращающемся слое. Именно эта составляющая приводит в действие «вибрационный» механизм тепловой конвекции, вызывая колебания неизотермической жидкости относительно полости. При этом конвекция и теплоперенос определяются двумя различными конвективными механизмами, рэлеевским и «вибрационным», которые проявляются в пороговом возбуждении ячеистых конвективных структур разного размера. Третьим определяющим параметром является безразмерная частота вращения, которая характеризует действие силы Кориолиса. На карте режимов конвекции, построенной на плоскости  $Ra, R_v$ , выделяются области рэлеевской и вибрационной конвекции, которые различаются структурой и размером конвективных ячеек (размер рэлеевских ячеек существенно меньше вибрационных). Вибрационная конвекция развивается, в том числе, в области отрицательных значений  $Ra$ , когда наклонный слой нагревается сверху. Вращение оказывает стабилизирующее действие: с повышением частоты

вращения границы областей смещаются, пороговые значения  $Ra$  и  $R_v$  возрастают. В допороговой области во вращающемся наклонном слое наблюдаются тороидальные вихревые структуры сравнительно малой интенсивности. Их возникновение также связано с колебаниями жидкости, вызываемыми внешним полем – размер структур совпадает с длиной инерционной волны, рождаемой в торцевых углах полости.

## Глава 3

# **ВИБРАЦИОННАЯ ТЕПЛОВАЯ КОНВЕКЦИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ПЛОСКОМ СЛОЕ, ВОЗБУЖДАЕМАЯ ВРАЩАЮЩИМСЯ СИЛОВЫМ ПОЛЕМ. ВЛИЯНИЕ НА КОНВЕКЦИЮ ВРАЩЕНИЯ СЛОЯ**

Как было показано в главе 1, вращающееся в системе отсчета полости силовое поле наблюдается при вращении самой полости вокруг горизонтальной оси. Вызываемые полем силы тяжести колебания неизотермической жидкости относительно полости приводят к появлению осредненных эффектов, как в многофазных системах [137], так и в неизотермических жидкостях [100, 106]. В указанной постановке можно рассмотреть только случай равенства частоты вращения и частоты силового воздействия.

Актуальным с фундаментальной точки зрения является экспериментальное исследование вибрационной конвекции, вызываемой быстровращающимся силовым полем в условиях заданного (независимого) вращения самой полости. Важным предельным случаем является вибрационная тепловая конвекция, генерируемая вращающимся силовым полем в отсутствие вращения.

Вышесказанное определяет актуальность создания и апробацию универсального вибростенда, как инструмента экспериментального исследования влияния поляризованных по кругу вибрационных полей на неоднородные по плотности вращающиеся гидродинамические системы. С помощью спроектированного и сконструированного вибростенда исследуется устойчивость квазиравновесия в горизонтальном плоском слое с изотермическими границами разной температуры, совершающем круговые вибрации в горизонтальной плоскости. Для подавления дестабилизирующего влияния поля силы тяжести слой в большинстве случаев нагревается сверху. Экспериментально изучена вибрационная тепловая конвекция, возбуждаемая вращающимся силовым полем: в



отсутствие вращения плоского слоя и при вращении слоя вокруг вертикальной оси. Показано, что вращение оказывает стабилизирующее действие на виброконвективную устойчивость, аналогичное случаю гравитационной конвекции. Уделяется внимание появлению инерционных волн во вращающемся плоском слое под действием круговых вибраций в допороговой области вибрационной конвекции.

### 3.1. Экспериментальная установка

Задачей является создание поляризованного по кругу силового поля посредством круговых поступательных вибраций полости. Рассмотрим подвижную систему отсчета  $xuz$ , совершающую поступательные колебания в лабораторной системе отсчета  $x'y'z'$  (рисунок 3.1). Радиус-вектор, проведенный в начало координат системы  $xuz$ , совершает вращение вокруг оси  $z$  по закону  $\mathbf{r} = b(\cos \Omega_{\text{vib}} \mathbf{i}' + \sin \Omega_{\text{vib}} \mathbf{j}')$ . При этом в неинерциальной системе отсчета создается однородное в пространстве инерционное силовое поле  $\mathbf{a} = -\ddot{\mathbf{r}} = b\Omega_{\text{vib}}^2 (\cos \Omega_{\text{vib}} \mathbf{i}' + \sin \Omega_{\text{vib}} \mathbf{j}')$ .

Если система  $xuz$  одновременно вращается относительно оси  $z$  с угловой скоростью  $\Omega_{\text{rot}}$ , то инерционное силовое поле  $\mathbf{a} = b\Omega_{\text{vib}}^2 (\cos \Omega_{\text{osc}} \mathbf{i}' + \sin \Omega_{\text{osc}} \mathbf{j}')$  в подвижной системе  $xuz$  будет совершать вращение с частотой  $\Omega_{\text{osc}} = \Omega_{\text{vib}} - \Omega_{\text{rot}}$ .

В рассматриваемом случае ось вращения  $z$  перпендикулярна радиус-вектору  $\mathbf{r}$ , инерционное поле вращается вокруг оси  $z$ . Поле, вращающееся в системе отсчета  $x'y'z'$  с угловой скоростью  $\Omega_{\text{osc}}$ , может быть опережающим, при условии, что  $\Omega_{\text{vib}} > \Omega_{\text{osc}}$ , и отстающим при условии  $\Omega_{\text{vib}} < \Omega_{\text{osc}}$ .

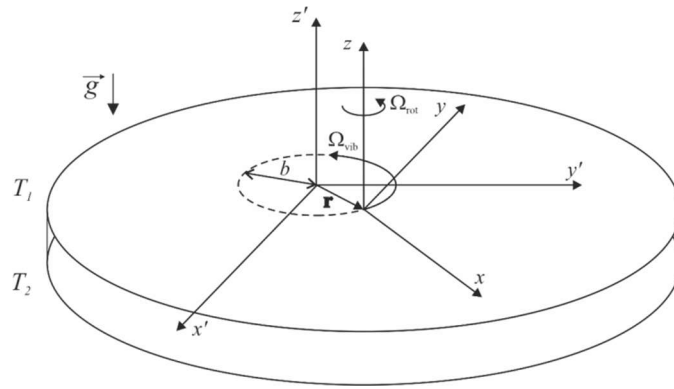


Рисунок 3.1. Схема перемещения подвижной системы отсчета

Частный случай, когда  $\Omega_{osc} = -\Omega_{rot}$ , был рассмотрен в главах 1 и 2, где внешнее статическое поле (поле силы тяжести) генерирует во вращающейся полости осредненную термовибрационную конвекцию.

#### *Кинематическая модель вибростенда*

Вибрационный стенд (рисунок 3.2) состоит из рабочего столика 1, который может совершать вращение вокруг собственной оси с угловой скоростью  $\Omega_{rot}$ . Столик предназначен для установки экспериментальных кювет. Вращающееся инерционное поле в системе отсчета, связанной с платформой 2, создается за счет круговых колебаний оси столика в плоскости  $xu$ . Для этого подвижные платформы 2 и 3 оборудованы шарикоподшипниками линейного перемещения 4а и 4б, позволяющими перемещаться платформе 2 во взаимно перпендикулярных направлениях по круглым линейным направляющим 5а и 5б. Подвижная платформа 2 соединена с пальцем б, эксцентрично расположенным на вращающемся диске 7. Вращение диска приводит к круговому перемещению пальца и генерации круговых поступательных колебаний платформы 2 с установленным на ней вращающимся столиком 1.

Амплитуда круговых колебаний задается положением пальца б (рисунок 3.2) и варьируется в интервале от 0.2 до 5 см. Максимальная амплитуда ограничена длиной направляющих 5а и 5б. Для исключения деформации направляющие подбираются из прочной закаленной стали с высоким классом точности

изготовления. Верхние направляющие  $5a$  торцами крепятся на платформе  $3$ , нижние направляющие  $5b$  имеют основание для крепления по всей длине. Согласование работы всех элементов линейных перемещений и их точная установка на вибростенде обеспечивает равномерность момента вращения диска  $7$  и отсутствие паразитных вибраций.

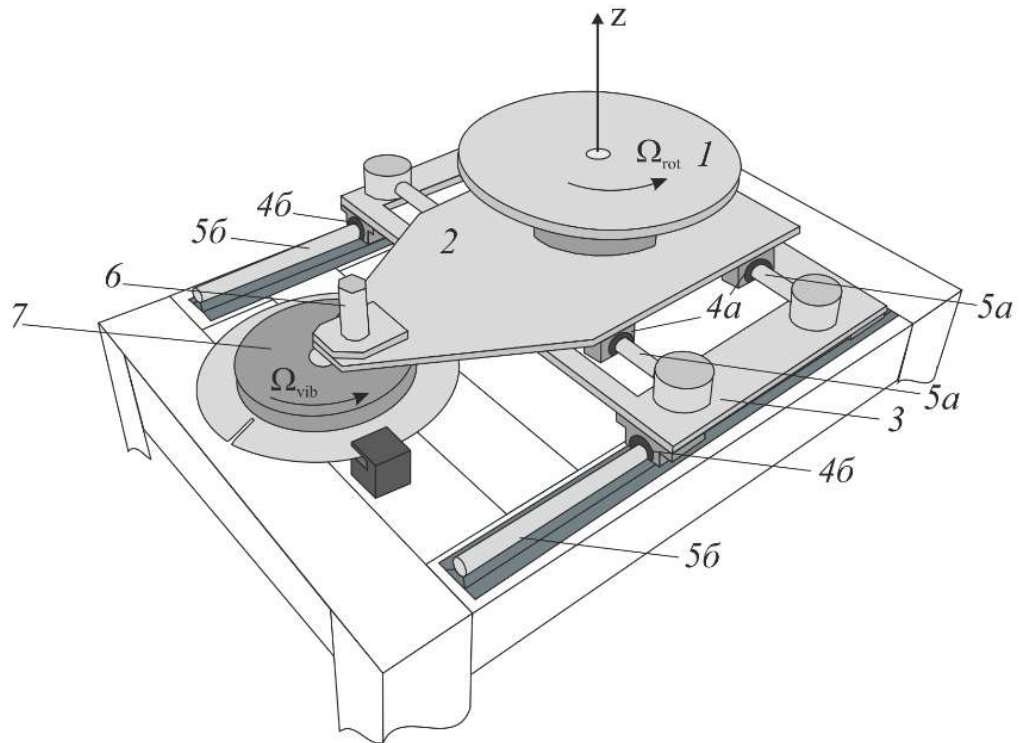


Рисунок 3.2. Схема вибрационного стенда, сообщаящего столику круговые поступательные вибрации в горизонтальной плоскости

### *Конструкция экспериментальной установки*

Для задания постоянной скорости вращения диска  $7$  (рисунок 3.2) используется серводвигатель EMG-15ASA22  $1$  (рисунок 3.3). Серводвигатель комплектуется датчиком обратной связи – абсолютным энкодером (частота измерений положения ротора 131072 имп/об). Управление двигателем осуществляется сервоусилителем Pronet-15AMA  $2$ . Последний анализирует данные с датчика обратной связи и корректирует вращающий момент на валу двигателя, обеспечивая высокую точность поддержания угловой скорости. Угловая скорость вращения диска (циклическая частота вибраций  $\Omega_{vib}$ ) варьируется в интервале

$\Omega_{\text{vib}} = 0.50 - 34.50$  рад/с и измеряется цифровым тахометром 3, считывающим сигналы с оптодатчика 4. Точность измерения частоты составляет 0.01 рад/с. Точность поддержания скорости вращения не менее 0.2 %.

Кювета 5 (рисунок 3.3) представляет собой плоский слой, образованный двумя твердыми изотермическими границами и теплоизолированной боковой границей, имеющей цилиндрическую форму. В роли плоских границ слоя выступают массивные теплообменники, температура которых поддерживается с помощью прокачки воды струйными термостатами 6. Наблюдения и фоторегистрация производятся через верхний прозрачный теплообменник. Для сообщения термостатов с вращающейся кюветой 5 используется гидравлический коллектор 7. Высокая скорость прокачки (5 л/мин) обеспечивает равномерность задаваемых температур на границах слоя. Внешний корпус коллектора, неподвижен и изготовлен из конструкционного полимера – капролона. Внутри имеется круглая вращающаяся вставка – вал, оснащенный системой отверстий для разграничения поступающих и вытекающих потоков воды (горячей, холодной). Подробное описание гидравлического распределителя приведено в главе 1.

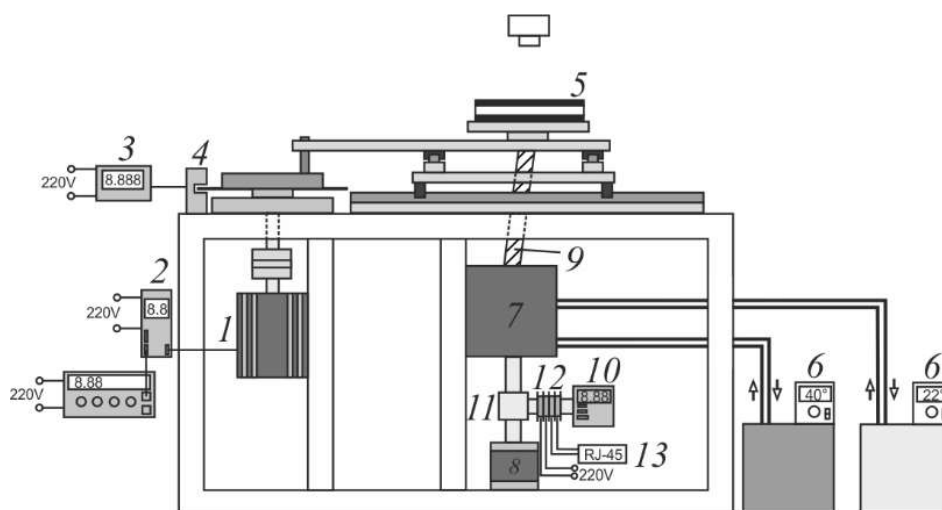


Рисунок 3.3. Схема экспериментальной установки (вид сбоку)

Шаговый двигатель 8 задает скорость и направление вращения кюветы. Передача вращения от двигателя к кювете происходит посредством внутреннего

вала коллектора и гибкой передачи 9. Гибкое соединение позволяет смещаться столику с равномерно вращающейся кюветой.

В эксперименте обеспечивается синфазное вращение измерителя температуры Термодат 13ИК 10 с кюветой. Для этого используется коническая передача 11. Температурные данные с измерительного модуля поступают через медный кольцевой коллектор 12 и конвертор 13 на компьютер в режиме реального времени.

### *Испытание вибростенда*

Рассмотрим результаты поверки вибростенда. Остановимся на анализе движения платформы 2 (рисунок 3.2), совершающей круговые вибрации в горизонтальной плоскости. Основными характеристиками качества работы являются точность описания окружности всеми точками платформы 2 и равномерность круговых движений. В качестве измерительного прибора используется скоростная видеокамера Basler A402k. Камера устанавливается над вибрирующей платформой.

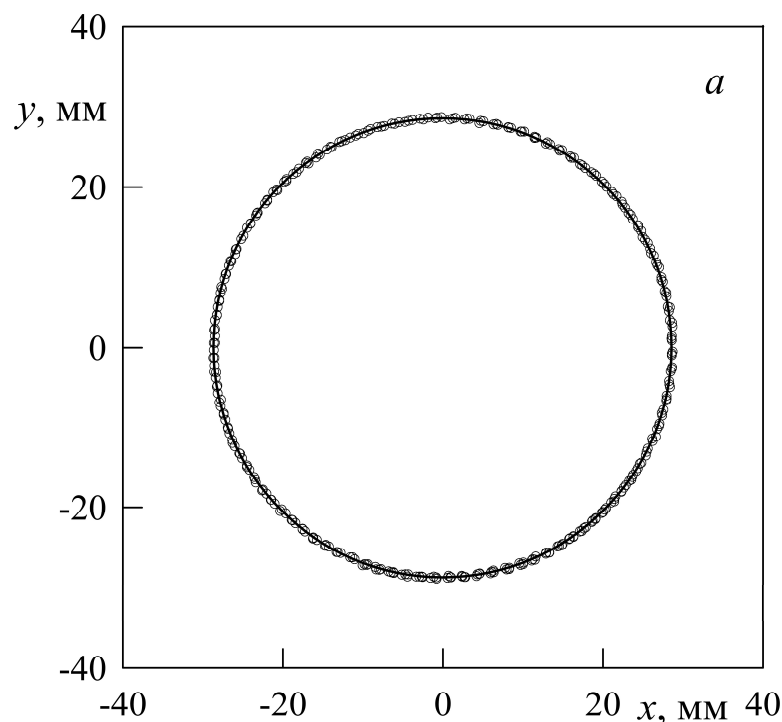


Рисунок 3.4. Траектория движения платформы вибратора

В процессе обработки кадров скоростной видеосъемки определяются координаты выбранной метки на платформе 2 (см. рисунок 3.2) и ее характеристики движения. Результаты обработки приведены точками на рисунке 3.4. Траектория движения на рисунке 3.4 определяется уравнением  $y^2 = (28.65^2 - x^2)$  мм<sup>2</sup>. Изменение одной из прямоугольных координат показано на рисунок 3.5 и соответствует уравнению  $x = (28.65 \cos(6.21t + 2.13))$  мм. Из анализа характера движения платформы 2 (рисунок 3.2) определяются кинематические величины: амплитуда вибраций (радиус описываемой окружности)  $b = (28.65 \pm 0.05)$  мм и циклическая частота  $\Omega_{\text{vib}} = (6.21 \pm 0.01)$ , рад/с. Напомним, что вибрации задаются вращением диска 7 (см. рисунок 3.2) с эксцентрично расположенным пальцем 6.

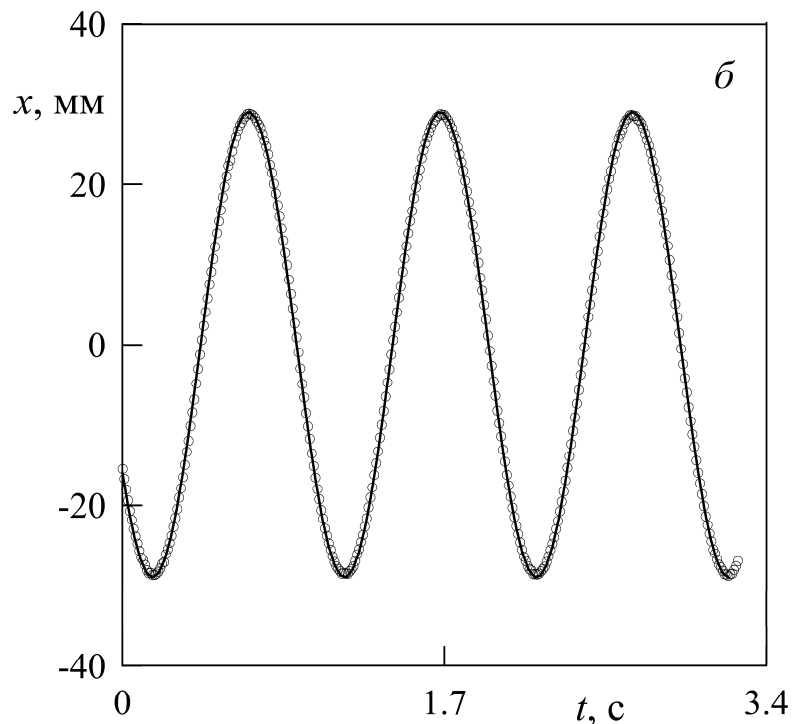


Рисунок 3.5. Зависимость координаты  $x$  движения платформы от времени

Из анализа кадров скоростной видеосъемки следует, что траектория движения точек платформы соответствует окружности, движение происходит по

гармоническому закону. Отклонение от круговой траектории не превышает 0.05 мм.

### *Рабочий слой*

Рабочий слой образован плоскими теплообменниками *I* и *II* (рисунок 3.6), между которыми устанавливается прокладка *III* с цилиндрической боковой границей. Толщина прокладки задает толщину слоя, которая в экспериментах варьируется в интервале  $h = 0.20 - 1.50$  см. Диаметр боковой границы составляет  $d = 13.8$  см. Для обеспечения однородности поджата слоя, имеется система отверстий и болтов, располагающихся по периметру прокладки и теплообменников.

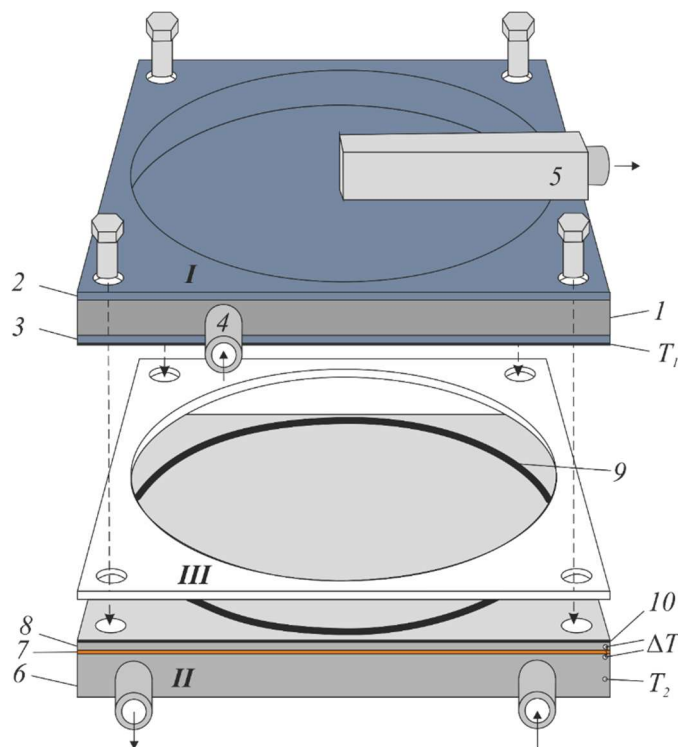


Рисунок 3.6. Схема экспериментальной кюветы

Теплообменник *I* представляет собой полость, образованную боковой рамкой из плексигласа *I* и двумя силикатными стеклами *2* и *3*, толщиной 0.5 см. Вода подается в полость от струйного термостата (LOIP LT-316A) через боковое отверстие *4* в плексигласовой рамке. Отвод воды осуществляется через

соединительный канал 5 подходящий к отверстию в центре верхнего стекла 2. Данная конструкция обеспечивает хорошую циркуляцию воды в теплообменнике и удаление воздушных включений из его полости. На нижнее стекло 3 верхнего теплообменника со стороны рабочего слоя приклеивается датчик температуры  $T_1$ . Датчик представляет собой термометр сопротивления, он выполняется из тонкой медной проволоки диаметром 0.02 мм и размещается на клеевом слое тонкой ПВХ пленки толщиной 0.10 мм. Датчик располагается вдоль диаметра слоя и имеет форму полоски шириной 2 см.

Нижний теплообменник, II, изготовлен из алюминиевого блока 6 толщиной 1.6 см. На поверхности теплообменника имеется тепловая прокладка 7 толщиной 0.1 см из материала малой теплопроводности, выше которой располагается алюминиевая пластина 8 толщиной 0.3 см, предназначенная для выравнивания температуры на границе рабочего слоя. По периметру рабочего слоя в пластине имеется охранное кольцо 9 шириной 0.2 см, заполненное силиконовым герметиком. Использование прозрачного верхнего теплообменника позволяет проводить наблюдение и регистрировать конвективные структуры, формирующиеся после порогового возникновения тепловой конвекции. Для этого на нижнюю границу полости поверх пластины 8 приклеивается термохромный лист 10 толщиной 0.15 мм. Лист представляет из себя индикационную составляющую (микрокапсулированные жидкокристаллические чернила) защищенную с обеих сторон прозрачной майларовой (полимерной) основой, одна из которых имеет клеевой слой. Чернила обладают способностью изменять свой цвет при температурном воздействии в узком диапазоне и принимать свой изначальный цвет после возвращения в исходное состояние. В данном эксперименте температурный диапазон активации принимает значение от 30°C до 35°C. При температуре ниже 30°C или выше 35°C термоиндикационная основа имеет черный цвет. При нагревании до 30°C окрашивается в желто-зеленый цвет, а свыше 33°C становится голубой с дальнейшим переходом в синий. Благодаря быстрому отклику эти чувствительные к температуре листы обеспечивают визуальную индикацию температурных изменений в жидкости вблизи границы.



Для защиты от химического взаимодействия с рабочей жидкостью поверх термохромного листа приклеивается прозрачная ПВХ пленка толщиной 0.10 мм. В ранних экспериментах в качестве визуализатора были использованы частицы каллироскопа и Resin Amberlite.

Измерение теплового потока через слой проводится по падению температуры  $\Delta T$  на датчике теплового потока с помощью термопары, спаи которой размещены на границе рабочего слоя и в нижнем теплообменнике. Температура самого теплообменника измерялась с помощью термометра сопротивления  $T_2$ . Разность температур границ слоя определялась как  $\Theta = T_1 - \Delta T - T_2$ . В экспериментах разность температур границ слоя изменялась от  $\Theta = 0^\circ\text{C}$  до  $\Theta = 35^\circ\text{C}$  и задавалась температурой прокачиваемой через теплообменники жидкости. Температуры теплообменников задаются и поддерживаются с точностью  $0.1^\circ\text{C}$ . Поддержание постоянных значений температуры границ рабочего слоя варьируется в интервале  $T_{1,2} = 22 - 70^\circ\text{C}$  и осуществляется за счет циркуляции воды заданной температуры в теплообменниках, поступающей от мощных струйных термостатов (LOIP LT- 316A). Высокий расход жидкости обеспечивает однородность температуры на границах рабочего слоя. Регистрация и передача на компьютер температурных измерений проводилась с помощью прибора Термодат 13ИК.

Стабилизирующее действие поля силы тяжести определяется гравитационным числом Рэлея, которое имеет отрицательное значение. Для возбуждения вибрационной конвекции необходимо выполнение условия, когда параметр  $R_v = (b\Omega_{\text{vib}}g\beta\Theta h)^2 / 2\nu\chi$  будет превосходить  $Ra = g\beta\Theta h^3 / \nu\chi$ , т.е.  $R_v / |Ra| > 1$ . Для достижения максимального соотношения параметров  $R_v / |Ra| = b^2\Omega_{\text{vib}}^2\beta\Theta / 2gh$  необходимо проводить эксперименты на возможно более тонких слоях и в жидкостях с высоким конвективным параметром  $\beta\Theta$ . В качестве рабочей жидкости выбирается 95% раствор этилового спирта. Теплофизические параметры жидкости определяются из табличных данных [138] для средней по толщине слоя температуры  $\tilde{T} = T_1 + (\Delta T + T_2) / 2$ . Для достижения максимального

вибрационного эффекта эксперименты проводились при амплитуде  $b = 4.5$  см, близкой к максимальной. Амплитуда колебаний, в ходе эксперимента контролировалась, при повышении частоты вибраций, что сопровождается возрастанием вибрационного ускорения кюветы, амплитуда колебаний увеличивалась в пределах 3 %.

### **3.2. Вибрационная тепловая конвекция в горизонтальном плоском слое при круговых поступательных вибрациях в отсутствие вращения**

Экспериментально исследуется устойчивость квазиравновесия в горизонтальном плоском слое с изотермическими границами разной температуры, совершающем круговые вибрации в горизонтальной плоскости. Найдена граница возбуждения вибрационной тепловой конвекции в плоскости безразмерных параметров: вибрационного параметра и гравитационного числа Рэлея. Проведено сравнение с теоретически предсказанной границей. Размер обнаруженных структур, двумерных валов, определяется толщиной рабочего слоя. Показано, что различные по плотности частицы визуализатора могут вызывать повышение теплопереноса в допороговой области. Апробирована методика визуализации с использованием термохромной пленки, не влияющей на теплоперенос.

#### **3.2.1. Порог возникновения тепловой конвекции**

Методика вибрационного эксперимента при  $\Theta < 0$  следующая: задаются значения температуры верхнего и нижнего теплообменников, после чего полости сообщаются круговые колебания определенной амплитуды и частоты. При монотонном пошаговом повышении частоты вибраций (при одновременном контроле амплитуды вибраций) выполняются измерения температуры на границах слоя  $\Theta$  и падение температуры  $\Delta T$  на тепловом сопротивлении. Измерения на

каждом шаге выполняются после выхода на стационарный режим конвекции, который устанавливается в течение 5 мин.

При заданных разности температур и амплитуды вибраций в слое спирта  $h = 0.42$  см подогреваемом сверху, при низких частотах вибраций разность температур не изменяется, жидкость находится в состоянии квазиравновесия. При этом тепловой поток, который характеризуется падением температуры  $\Delta T$  на тепловом сопротивлении, остается постоянным (рисунок 3.7). По достижении некоторого критического значения частоты  $f_c$  наблюдается пороговое возрастание падения температуры на тепловом сопротивлении (возрастание теплового потока  $\Delta T$  через слой, рисунок 3.7, символы 1,2), которое сопровождается падением температуры на границе слоя (рисунок 3.7, символы 3,4). При уменьшении разности температур  $\Theta$  порог возникновения при заданной амплитуде наблюдается при большей частоте вибрации. При малых значениях разности температур границ слоя (символы 5,6) значения  $\Delta T$  и  $\Theta$  не меняются, конвекция отсутствует во всем интервале  $f_{vib}$ .

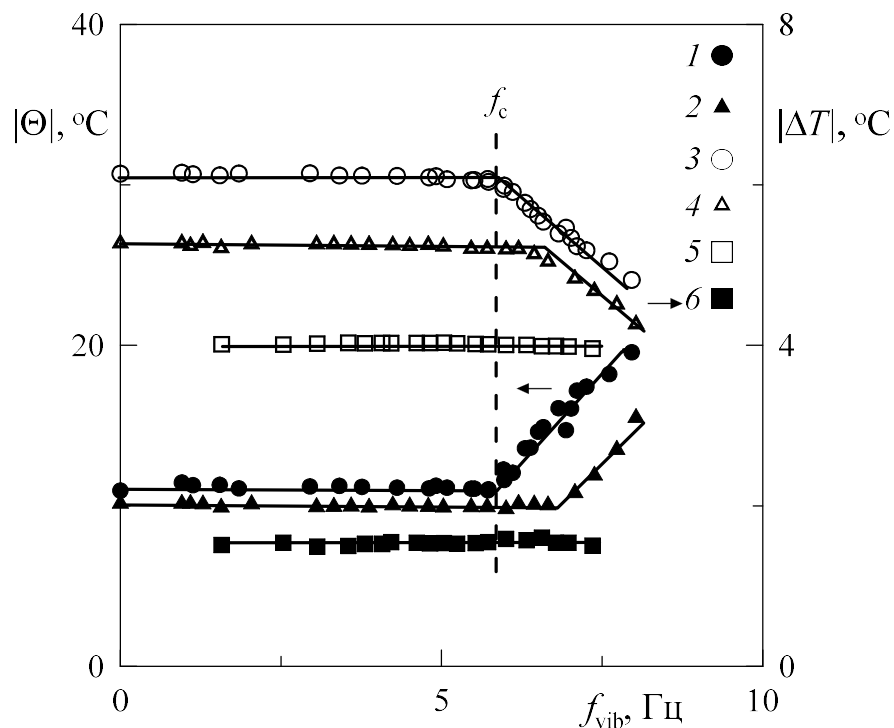


Рисунок 3.7. Тепловые измерения в слое спирта толщиной  $h = 0.42$  см

Синхронное изменение температур связано с методикой эксперимента. Суммарная разность температур имеет вид  $T_1 - T_2 = \Theta + \Delta T + \Delta T_{gl}$ . Здесь  $\Delta T_{gl}$  – падение температуры на нижнем стекле теплообменника, которое может быть дополнительно использовано как датчик теплового потока. Этим объясняется то, что величина, на которую  $\Delta T$  возрастает, не равна понижению разности температур  $\Theta$  на границах слоя.

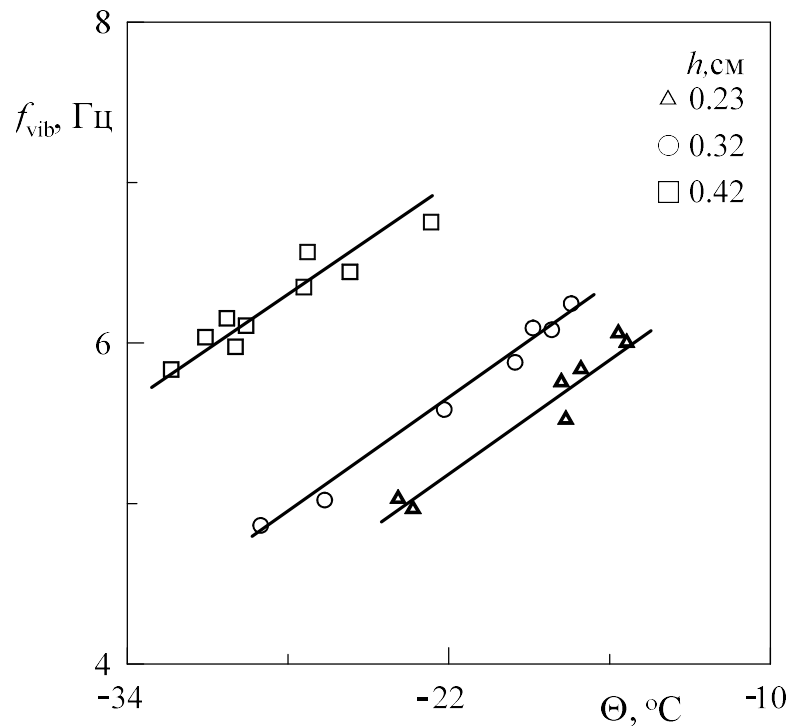


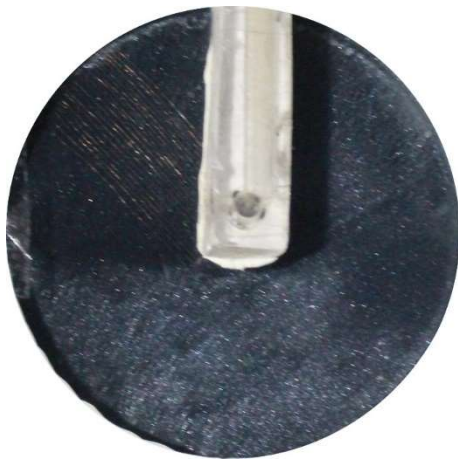
Рисунок 3.8. Значения критической частоты вибраций при  $b = 4.4$  см

Критическая частота вибраций понижается с ростом разности температур границ слоя (рисунок 3.8). При заданной разности температур  $\Theta$  с увеличением толщины слоя, пороговое возбуждение тепловой конвекции происходит при больших значениях частот вибраций.

### 3.2.2. Длины волн и вид конвективных структур

Для визуализации течений применялись частицы каллироскопа, плотность которых незначительно превышает плотность жидкости, а характерный размер

частиц составляет  $(40 \pm 5)$  мкм. Фотографии структур, представленные на рисунке 3.9, соответствуют температурным измерениям 2,4 (рисунок 3.7). До порогового возбуждения вибрационной тепловой конвекции, сопровождающегося критическим возрастанием теплопереноса, частицы находятся на дне и расположены случайным образом (рисунок 3.9а). В порог наблюдается их перераспределение и концентрация в периодически расположенные двумерные ряды (рисунок 3.9б). Эксперименты, выполненные с добавлением частиц каллироскопа и в их отсутствие, показали, что данный визуализатор не влияет на порог возбуждения вибрационной конвекции. Расположение частиц свидетельствует о возникновении конвекции в виде системы параллельных валов определенной длины волны.



а)  $f_{\text{vib}} = 2$  Гц



б)  $f_{\text{vib}} = 6.45$  Гц



в)  $f_{\text{vib}} = 6.96$  Гц



г)  $f_{\text{vib}} = 7.25$  Гц

Рисунок 3.9. Структуры в слое толщиной  $h = 0.42$  см (а–в) и  $h = 0.32$  см (г)

Ориентация рядов относительно неподвижной лабораторной системы отсчета постоянна и не зависит от положения полости в пространстве.

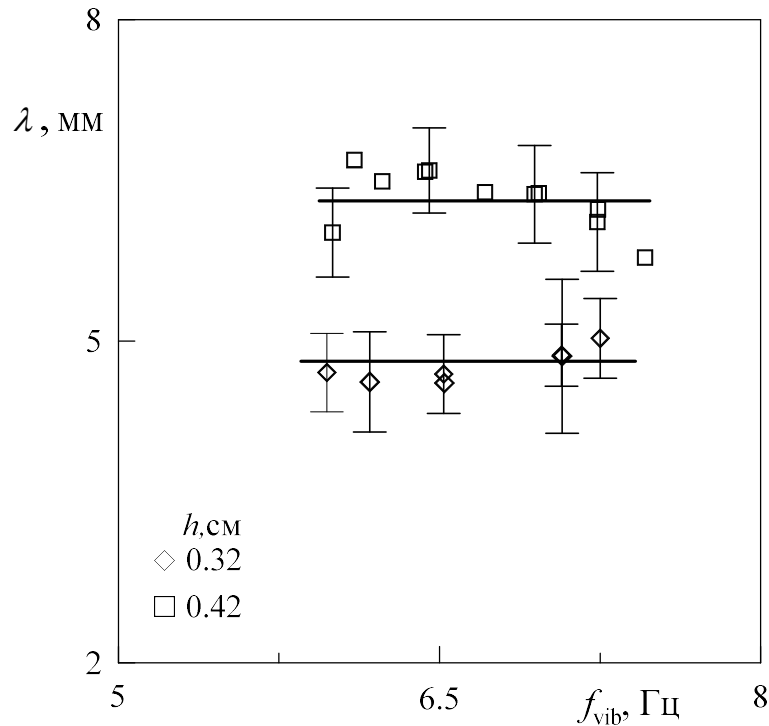


Рисунок 3.10. Зависимость длины волны от частоты вибраций

Как показано на рисунке 3.10, длина волны конвективных структур с надкритичностью меняется незначительно, а зависит лишь от толщины слоя. В слое меньшей толщины (рисунок 3.9г) длина волны имеет меньшее значения.

### 3.2.3. Влияние примеси. Термохромная методика визуализации конвективных потоков

В зависимости от концентрации и типа трассеров, которые добавлены в жидкость для визуализации конвективных потоков, структура конвективных течений, наблюдаемых в слое, меняется. В частности, наличие в жидкости даже незначительного количества визуализатора, используемого при изучении полей скорости PIV-методом, приводит к генерации конвективных потоков и

значительной интенсификации теплопереноса до порога возникновения вибрационной конвекции в слое, подогреваемом сверху, при этом не влияя на сам порог возбуждения вибрационной конвекции.

На рисунке 3.11 представлены результаты температурных измерений в слое спирта  $h = 0.42$  см, подогреваемом сверху. В отсутствие визуализатора, при заданных разности температур и амплитуде вибраций, при низкой частоте вибраций разность температур  $\Theta$  не изменяется с частотой, жидкость находится в состоянии квазиравновесия. При этом тепловой поток, который характеризуется падением температуры  $\Delta T$  на тепловом сопротивлении, остается постоянным. По достижении критического значения частоты наблюдается пороговое возрастание падения температуры на тепловом сопротивлении (возрастание теплового потока через слой, рисунок 3.11, символы 1), которое сопровождается падением температуры на границе слоя (рисунок 3.2, символы 3).

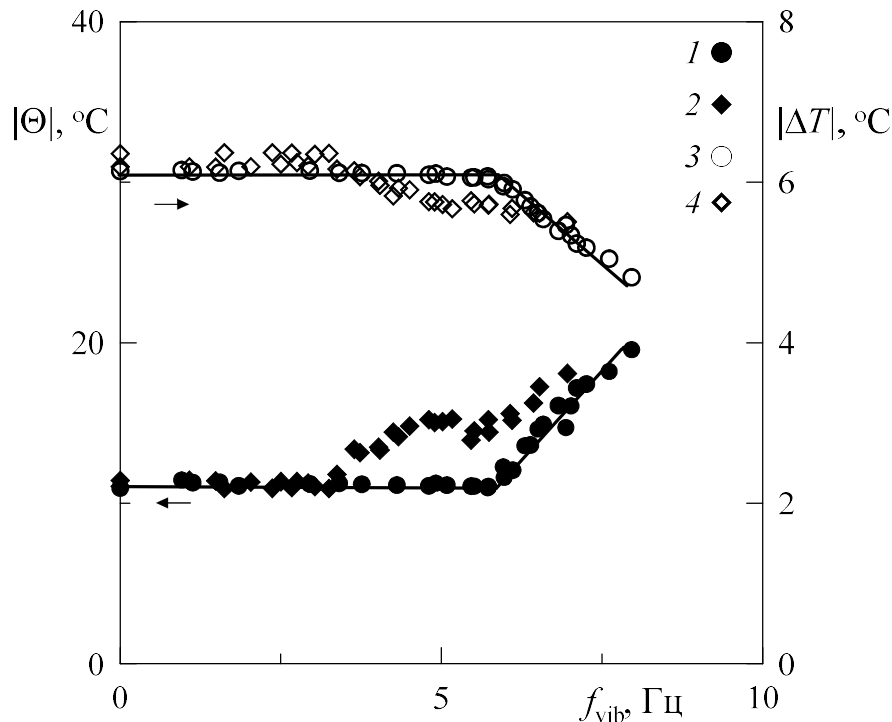


Рисунок 3.11. Зависимости температуры  $\Theta$  и падения температуры  $\Delta T$  на тепловом сопротивлении от частоты в случае вибрационной конвекции при добавлении различных визуализаторов (символы 1,3 и 2,4)

Символы 2,4 на рисунке 3.11 соответствуют случаю добавления в жидкость в качестве визуализатора частиц Resin Amberlite средним размером  $(30 \pm 10)$  мкм, при массовой доле вещества 0.14%. Ниже порога отмечается возрастание теплового потока через слой, при одновременном понижении температуры на границах слоя. При этом в слое частицы визуализатора образуют пространственные периодические структуры в виде холмов, разнесенных на значительное расстояние друг от друга (рисунок 3.12б). С ростом интенсивности вибрационного воздействия размер структур уменьшается (рисунок 3.12в). При  $f > f_c$  происходит качественное изменение структуры холмов и перераспределение частиц. На фотографии (рисунок 3.12г), полученной при частоте  $f_{\text{vib}} = 6.52$  Гц, видно, что холмики на сравнительно малом расстоянии друг от друга располагаются вдоль линий, расстояние между которыми соответствует случаю, представленному на рисунке 3.9б-в. В отличие от структур, показанных на рисунке 3.9, линии оказываются прерывистыми, вдоль линий видно периодическое распределение частиц в виде повторяющихся холмов. В надкритической области значения  $\Delta T$  и  $\Theta$  близки к температурным значениям для случаев 1,3 (см. рисунок 3.11), что свидетельствует о развитии вибрационной тепловой конвекции.

На рисунке 3.13 показаны характерные линейные размеры структур (длина волны  $\lambda$ ) в зависимости от частоты вибраций. Штриховой линией отмечен порог возникновения вибрационной тепловой конвекции. Представлен случай наличия в жидкости частиц Resin Amberlite при нагреве слоя сверху  $\Theta = -30.7^\circ\text{C}$ . При низких частотах частицы распределены в виде холмиков достаточно однородно по пространству, но без выраженной периодической регулярности (рисунок 3.13, символы 1). С повышением частоты вибраций среднее расстояние между центрами ближних ячеек  $\lambda_0$  (символы 1) уменьшается. При частоте  $f_c$  происходит перераспределение частиц и качественное изменение формы структур: частицы собираются в регулярные параллельные ряды. Среднее расстояние между рядами  $\lambda_1$  представлено на рисунке 3.13 символами 2, а среднее расстояние между точками в ряду  $\lambda_2$  (при  $f > f_c$ ) – символами 3.



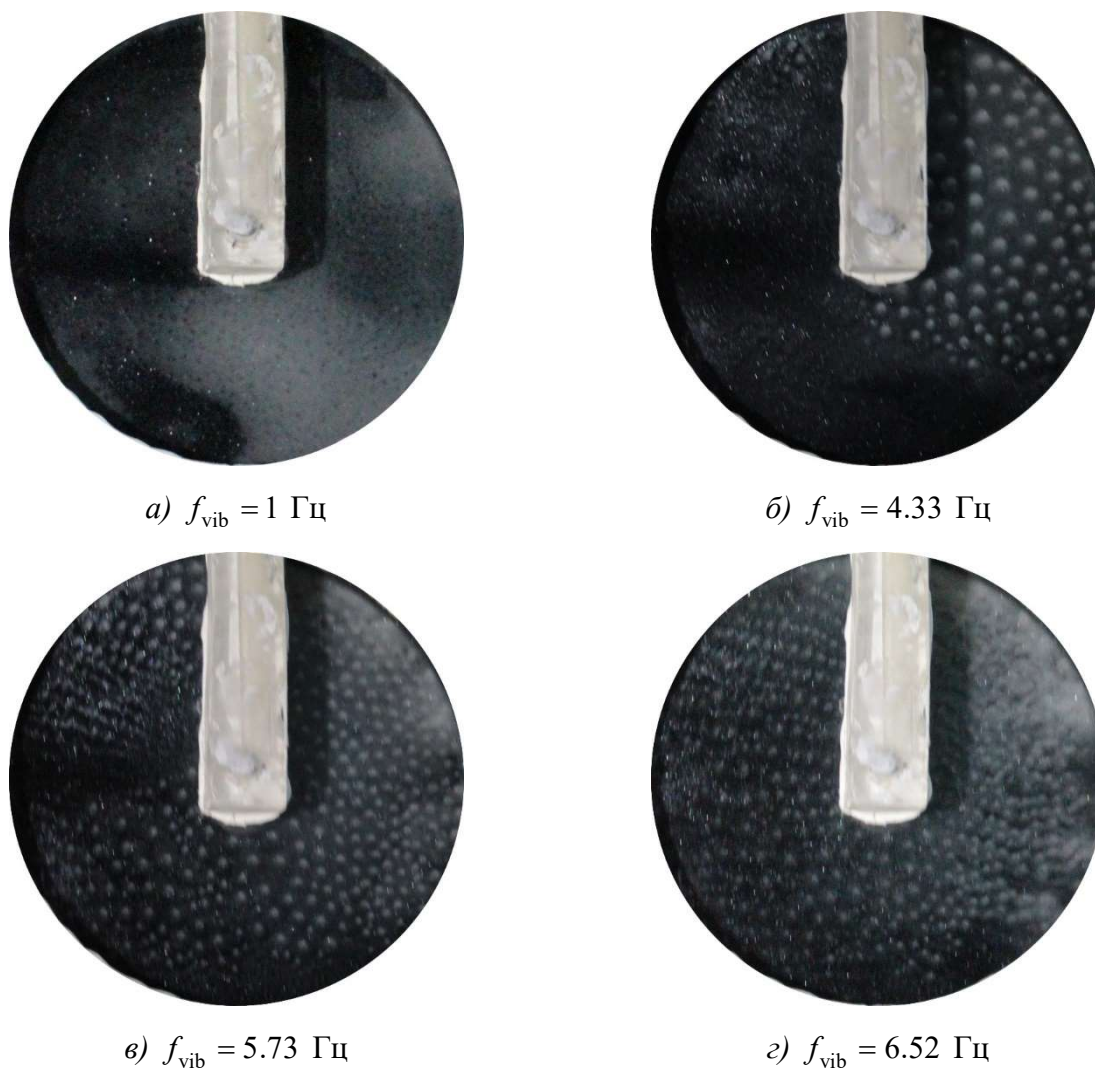


Рисунок 3.12. Конвективные структуры, визуализируемые частицами Resin Amberlite

При одинаковой концентрации визуализатора в изотермическом случае также наблюдается структура, близкая к гексагональной, в виде сравнительно регулярно расположенных холмов. Однако расстояние  $\lambda_3$  между холмиками оказывается заметно меньше (рисунок 3.13, символы 4) по сравнению с неизотермическим случаем. С повышением частоты расстояние между ячейками монотонно понижается. Следует отметить, что в изотермическом случае никакого перераспределения частиц при  $f > f_c$  не наблюдается, распределение холмиков остается случайным, близким к гексагональному. При этом расстояние между холмиками близко к расстоянию между холмиками после перераспределения

частиц (в неизотермическом случае), собравшимися в ряды (рисунок 3.12з) в результате возбуждения вибрационной конвекции.

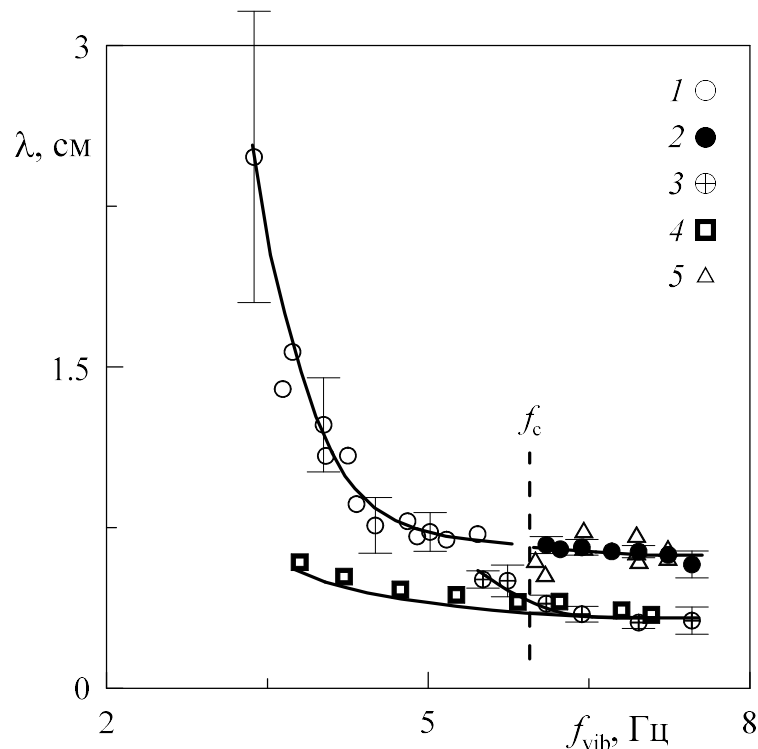


Рисунок 3.13. Размер структур в зависимости от частоты вибраций в слое спирта  $h = 0.42$  см

При использовании в качестве визуализатора каллироскопа (с концентрацией 0.02%) в отсутствие нагрева регулярные структуры не наблюдаются, визуализатор располагается на нижней границе слоя случайным образом. При возбуждении вибрационной тепловой конвекции визуализатор распределяется в виде параллельных рядов (рисунок 3.13, символы 5). Это свидетельствует о том, что наличие в жидкости малого количества каллироскопа, не влияет на порог возбуждения вибрационной тепловой конвекции.

В экспериментах с возбуждением вибрационной тепловой конвекции частицы Resin Amberlite образуют неоднородность плотности вблизи нижней границы слоя, усиливая его устойчивый градиент плотности и тем самым воздействуя на порог возникновения конвекции.

### *Термохромная методика.*

Как показано выше, визуализация структур проводилась при помощи частиц каллироскопа, плотность которых незначительно превышает плотность жидкости. Частицы каллироскопа в надкритической области собираются в двумерные валы (рисунок 3.14а), при этом расстояние между валами (длина волны) близко к толщине слоя. Особенностью данной методики является поддержание фиксированного значения массовой доли визуализатора для сохранения параметров жидкости постоянными в каждом эксперименте.

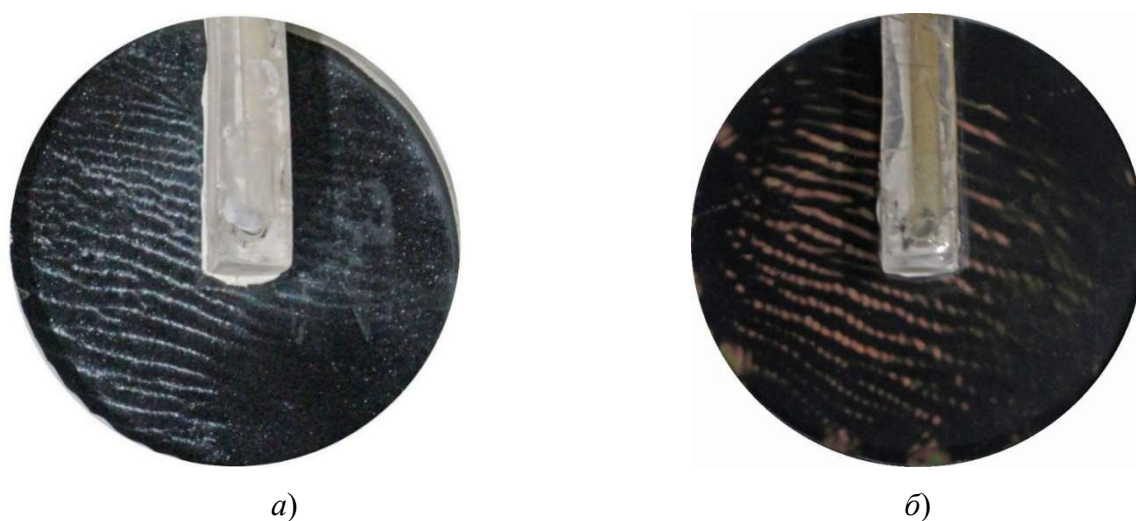


Рисунок 3.14. Визуализация виброконвективных структур при одинаковых параметрах эксперимента с помощью: а) частиц каллироскопа; б) термохромной пленки

Была предложена иная методика визуализации конвективных структур. Расположенная на нижней границе полости термохромная пленка, позволяет изучить температурное поле вблизи холодной границы слоя. Разрешающая способность пленки позволяет отобразить слабые изменения температуры нижней границы полости. Как видно на рисунке 3.14б, вдоль наблюдаемых пространственных структур со сравнительно большой длиной волны  $\lambda_1$  имеется периодическая структура с длиной волны  $\lambda_2 < \lambda_1$ , где  $\lambda_2$  – расстояние между центрами соседних ячеек. Данная мелкомасштабная периодичность при использовании каллироскопа визуализируется слабо.

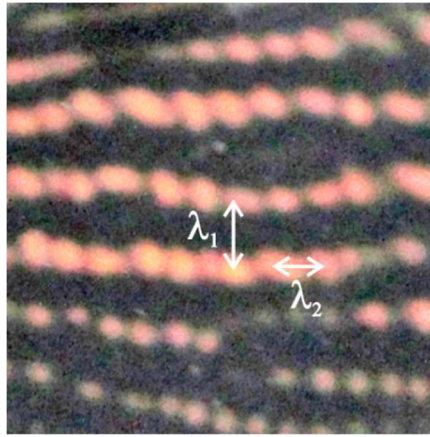


Рисунок 3.15. Фрагмент структур

На рисунке 3.15 приведен фрагмент центральной части полости, взятый из фотографии (рисунок 3.14б), и показаны характерные длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . В надкритической области с повышением частоты вибраций длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  не изменяются в пределах доверительного интервала (рисунок 3.16). Длины волн двумерных валов  $\lambda_1$  при тепловом методе визуализации (верхняя кривая на рисунке 3.16) и с использованием каллироскопа (темные символы на рисунке 3.16) согласуются.

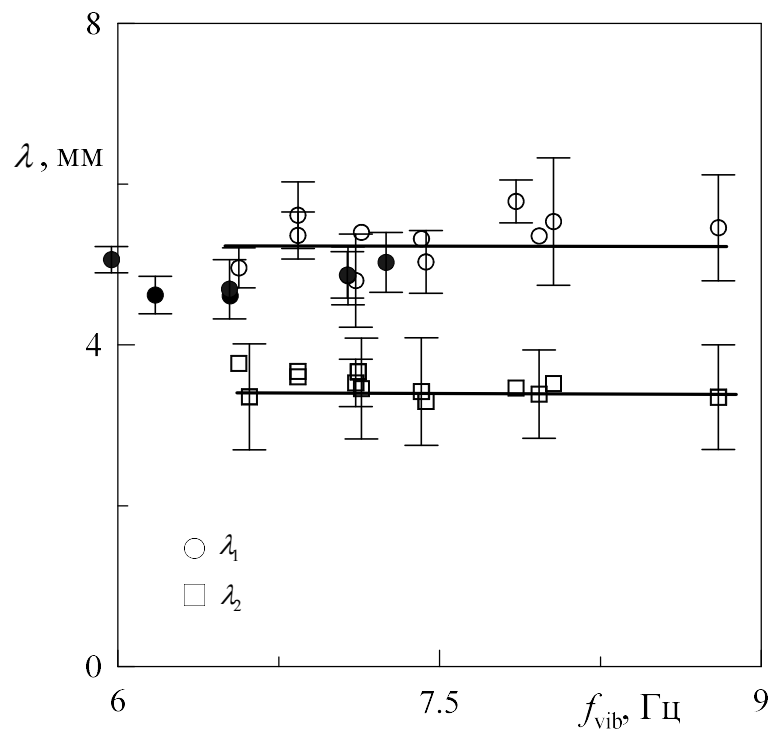


Рисунок 3.16. Длины волн в зависимости от частоты вибраций

Безразмерные волновые числа, приведенные для двумерных валов и периодических структур (рисунок 3.17), рассчитываются как  $k_{1,2} = 2\pi h/\lambda_{1,2}$ . Безразмерное волновое число двумерных конвективных структур в исследованной области параметров не изменяется с надкритичностью. Волновое число  $k$ , определенное как  $k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}$ , дает среднее значение  $k = 6.5 \pm 0.5$ , которое удовлетворительно согласуется с теоретически предсказанным пороговым значением  $k = 7.0$  в предельном случае высоких безразмерных частот вибрации полости [89] при соответствующем эксперименту значении  $Ra = -1.3 \cdot 10^5$ .

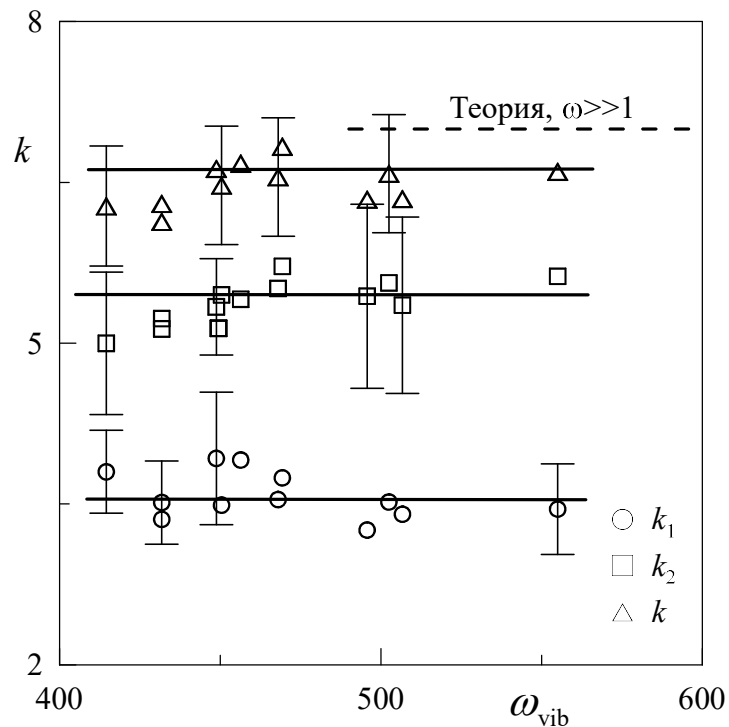


Рисунок 3.17. Волновое число в зависимости от безразмерной частоты вибраций

Новая методика позволила определить едва различимые периодические структуры и отказаться от методики визуализации при помощи мелких светоотражающих частиц.

### 3.2.4. Граница устойчивости на плоскости безразмерных параметров

При круговых поступательных вибрациях полости вибрационная тепловая конвекция в горизонтальном слое определяется вибрационным параметром  $R_v = (b\Omega_{\text{vib}}\beta\Theta h)^2 / 2\nu\chi$  и гравитационным числом Рэлея  $Ra$ . Теоретическое значение для границы устойчивости (штриховая линия, рисунок 3.18) определяется формулой  $R_v = 1.247 \cdot (1708 - Ra)$ . Пересечение оси  $R_v$  теоретической границей происходит при значении  $R_v = 2129$  [15], а оси  $Ra$  при значении  $Ra = 1708$  [10-12].

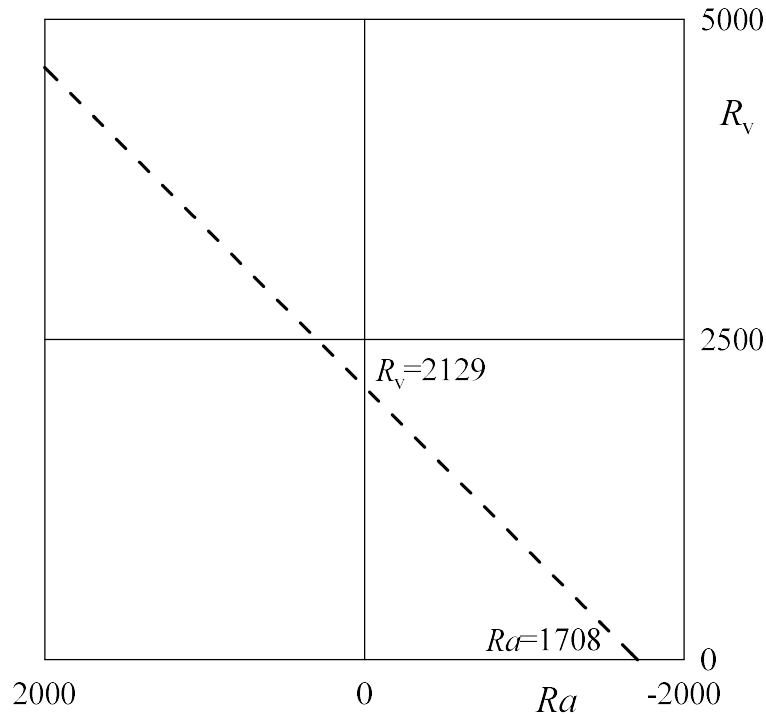


Рисунок 3.18. Теоретическая кривая устойчивости вибрационной конвекции

Светлыми символами разной формы на плоскости  $Ra, R_v$  (рисунок 3.19) приведены пороги, найденные по кризису теплопереноса (см. рисунок 3.4). Сплошными кривыми отображено изменение параметров в ходе эксперимента при  $\Theta = 31^\circ\text{C}$  и  $\Theta = 26^\circ\text{C}$  (см. рисунок 3.7). В ходе эксперимента при пошаговом повышении частоты вибраций разность температур границ слоя изменяется незначительно, при этом гравитационное число Рэлея практически не изменяется. В пороге возникновения вибрационной конвекции кривые испытывают излом, это

связано с одновременным возрастанием теплопереноса  $\Delta T$  и уменьшением разности температур  $\Theta$ . Поскольку  $R_v$  и  $Ra$  по-разному зависят от  $\Theta$  (квадратичная и линейная зависимости) кривая на плоскости испытывает излом. Пороги, полученные на разных толщинах и разностях температур, группируются вблизи теоретической кривой, однако часть символов на толщине  $h = 0.32$  см находятся несколько ниже, но в пределах доверительного интервала.

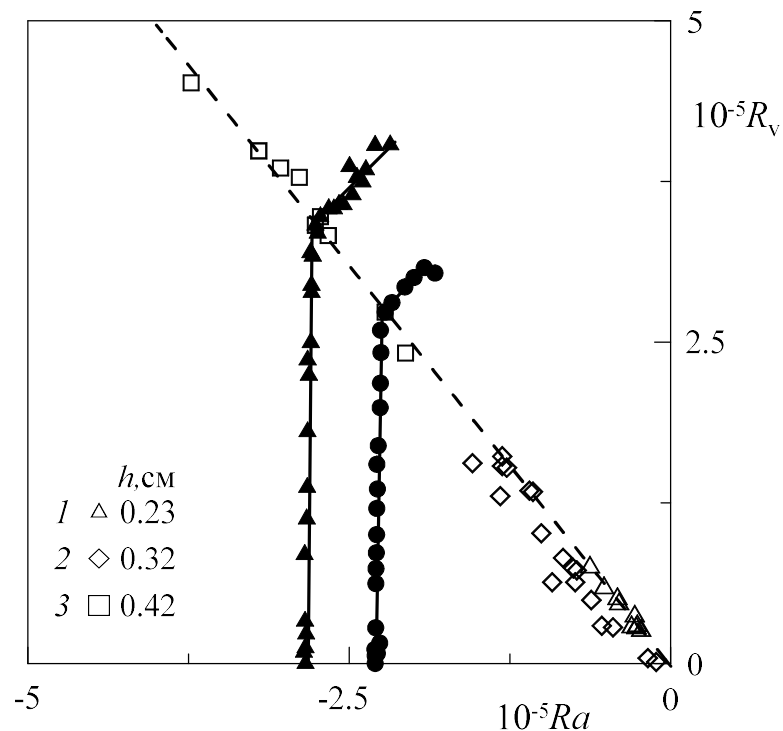


Рисунок 3.19. Кривая устойчивости на плоскости управляющих безразмерных параметров  $Ra, R_v$ . Сплошными символами показаны значения параметров при повышении частоты вибраций при заданных значениях разности температур теплообменников

Теплоперенос в слое рассмотрим на плоскости  $R_v, Nu$  (рисунок 3.20), где число Нуссельта  $Nu = \Delta T / \Delta T_0$  определяется отношением тепловых потоков через слой при наличии ( $\Delta T$ ) и в отсутствие конвекции ( $\Delta T_0$ ) при одном и том же значении разности температур границ слоя  $\Theta$ . Теплопроводному режиму соответствует значение  $Nu = 1$ . Одинаковый наклон кривых теплопереноса свидетельствует об одинаковой зависимости числа  $Nu$  от числа  $Ra$ . С увеличением

разности температур границ слоя порог возбуждения вибрационной конвекции смещается в область больших значений параметра  $R_v$ .

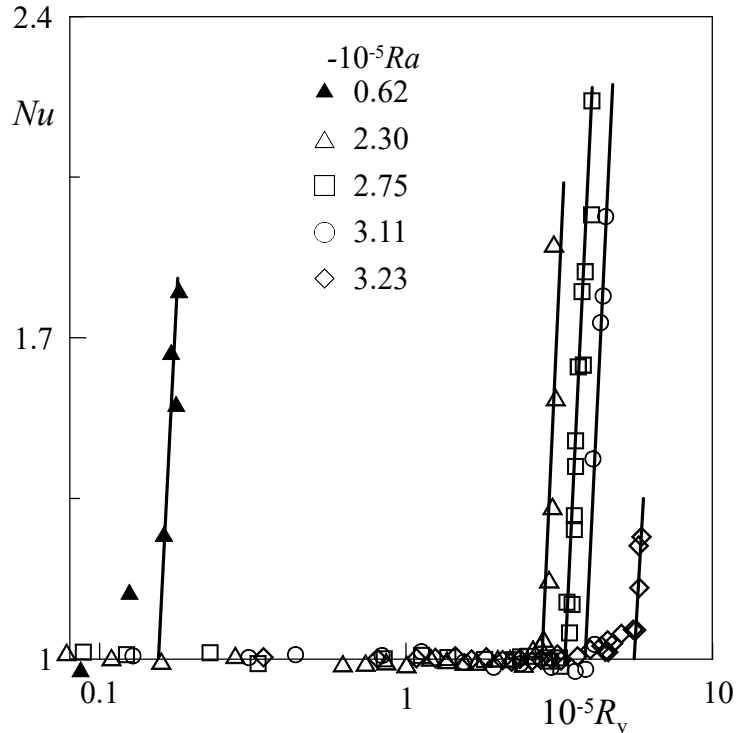


Рисунок 3.20. Тепловой поток в зависимости от вибрационного параметра, при различных значениях числа Рэлея

Из рисунка 3.20 видно, что наклон кривых теплопереноса одинаков. Построим зависимость числа  $Nu$  от надкритичности. Нормировка значения вибрационного параметра, изменяющегося в ходе эксперимента, осуществляется на теоретическое значение порога  $R_v^*$  вибрационной конвекции при том же  $Ra$ . Кривые теплопереноса согласуются (рисунок 3.21).



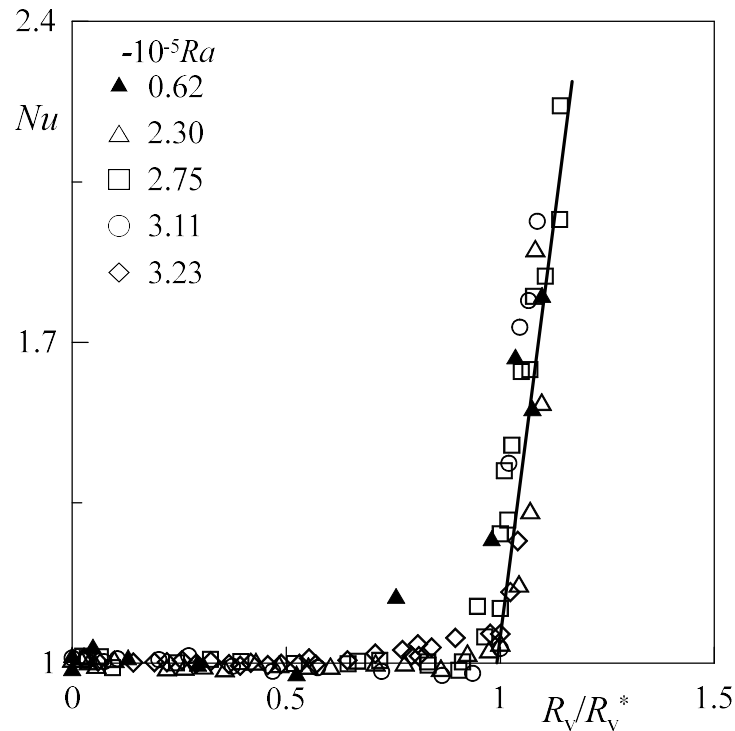


Рисунок 3.21. Теплоперенос в зависимости от надкритичности

Впервые проведены детальные эксперименты с возбуждением вибрационной конвекции в слое, совершающем круговые поступательные вибрации. Круговые вибрации приводят к пороговому возбуждению вибрационной тепловой конвекции даже в устойчиво стратифицированной жидкости подогреваемой сверху. Результаты исследований хорошо согласуются с результатами теоретических расчетов пороговой кривой. Незначительный вклад угловых колебаний снимает вырождение и характеризует возникновение системы параллельных валов. Размер валов определяется толщиной рабочего слоя. По величине безразмерных волновых чисел результаты удовлетворительно согласуются с теоретически предсказанными (рисунок 3.17). В ходе эксперимента удовлетворительное согласие в интервале безразмерных частот  $\omega_{\text{vib}} = 200 - 800$  свидетельствует о справедливости высокочастотной асимптотики. В экспериментах [139] наблюдались аналогичные структуры, однако качество эксперимента было не достаточным для сравнения с теорией.

### **3.3. Влияние вращения на тепловую вибрационную конвекцию в горизонтальном плоском слое**

В отличие от осредненной конвекции, возбуждаемой круговыми поступательными вибрациями (вращающимся силовым полем), в рассматриваемой задаче важную роль играет сила Кориолиса. Внимание уделяется случаю отрицательных значений гравитационного числа Рэлея (подогреву слоя сверху), когда вибрационная конвекция возбуждается в условиях сильного стабилизирующего действия поля силы тяжести.

#### **3.3.1. Пороги вибрационной конвекции**

Методика проведения эксперимента схожа с представленной выше, дополнительно задается вращение слоя. Рассмотрим подробнее порог возбуждения конвекции. При заданных разности температур и амплитуды вибраций в слое спирта  $h = 0.32$  см, подогреваемом сверху, при низких частотах вибраций разность температур не изменяется, жидкость находится в состоянии квазиравновесия. При этом тепловой поток, который характеризуется падением температуры на тепловом сопротивлении  $\Delta T$ , остается постоянным (рисунок 3.22). По достижении критического значения частоты наблюдается пороговое возрастание перепада температуры на тепловом сопротивлении (возрастание теплового потока  $\Delta T$  через слой, рисунок 3.22 нижние кривые), которое сопровождается понижением разности температур на границах слоя (рисунок 3.22 верхние кривые).

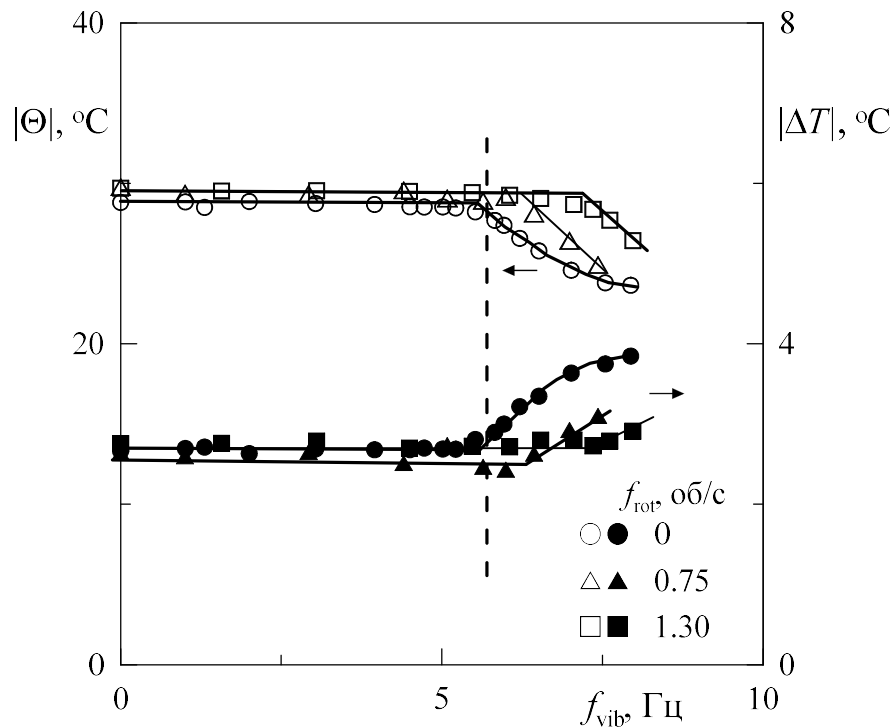


Рисунок 3.22. Ход изменения разности температур границ слоя и падения температуры на тепловом сопротивлении в зависимости от частоты вибраций

При увеличении скорости вращения слоя порог возникновения конвекции при заданной амплитуде и разности температур границ слоя происходит при большей частоте вибрации. Представленные выше пороговые кривые соответствуют случаю совпадения направления вращения и круговых вибраций полости. При вращении полости в сторону, противоположную круговым вибрациям, пороги согласуются.

### 3.3.2. Длина волны в зависимости от безразмерных параметров

На рисунке 3.23 приведены структуры, наблюдаемые в надкритической области во вращающемся слое. В сравнении со случаем отсутствия вращения слоя расположение ячеек имеет схожий характер при скорости вращения  $f_{rot} < 1$  об/с.

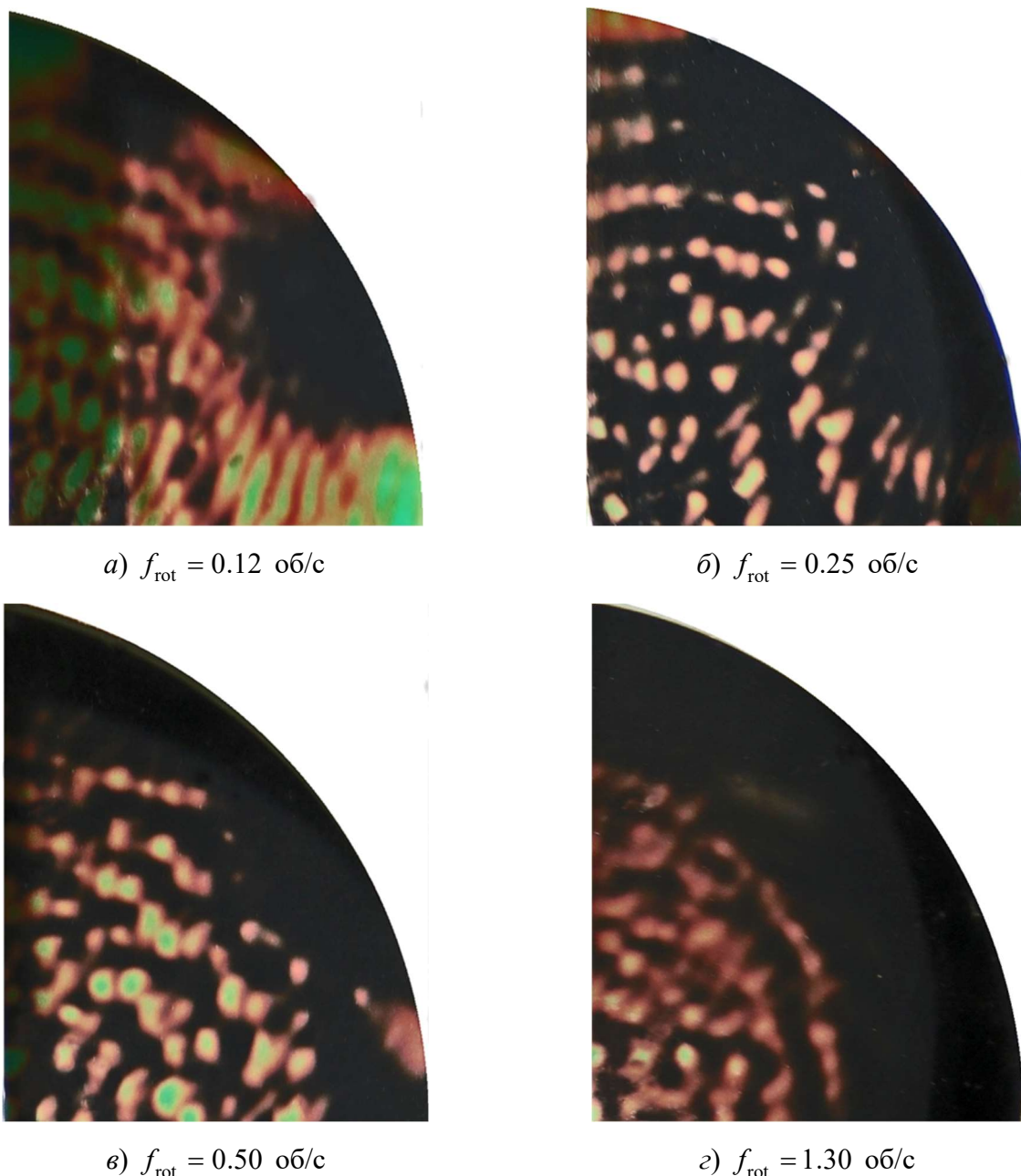


Рисунок 3.23. Фото структур в надкритической области при различных скоростях вращения

Длина волны  $\lambda_1$ , характеризующая расстояние между параллельными валами незначительно возрастает (рисунок 3.24) в сравнении со случаем отсутствия вращения (см. рисунок 3.16). Длина волны  $\lambda_2$ , характеризующая двумерное расположение валов, согласуется со случаем отсутствия вращения (рисунок 3.16).

С повышением скорости вращения до  $f_{\text{rot}} = 1.3$  об/с (см. рисунок 3.23з) влияние центробежного механизма возрастает, развитие вибрационной конвекции в слое осложняется. Одновременно с уменьшением количества конвективных ячеек

в центральной части наблюдается рост ширины темной (холодной) области вблизи цилиндрической боковой границы. Увеличение темной области может быть связано с повышением температуры выше допустимого рабочего диапазона термохромной пленки.

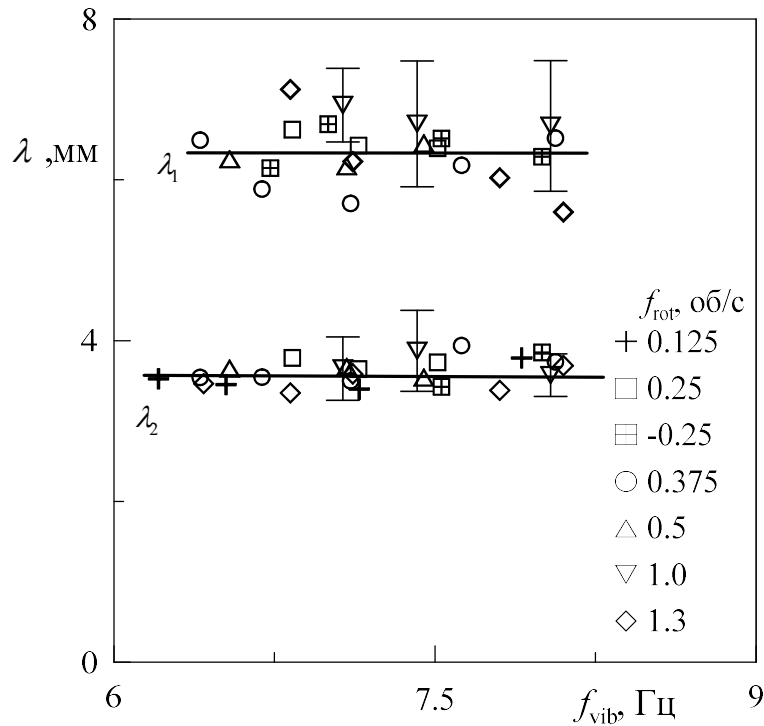


Рисунок 3.24. Длины волн в зависимости от частоты вибраций

Размер ячеек в этой области вращения остается прежним. Длина волны при различных скоростях вращения представлена различными символами на рисунке 3.24. С повышением частоты вибраций полости длины волн не изменяются.

Для соответствующих длин волн на рисунке 3.25 приведены значения волновых чисел. Волновые числа рассчитываются также, как и в отсутствие вращения.

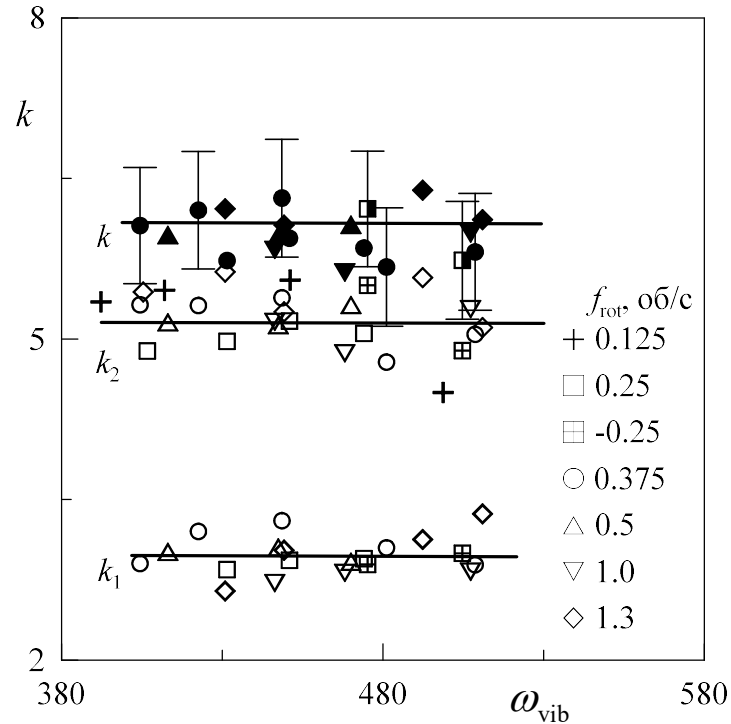


Рисунок 3.25. Волновое число конвективных структур в надкритической области в зависимости от безразмерной частоты вибраций при различной скорости вращения полости

Как следует из экспериментов, конвективные структуры и волновые числа практически не изменяются с частотой вращения в исследованном интервале  $f_{rot}$  и не изменяются в интервале изменения безразмерной частоты  $\omega_{vib} = 400 - 520$ .

### 3.3.3. Влияние вращения на порог возникновения тепловой конвекции

В задаче о возбуждении осредненной тепловой конвекции в равномерно вращающемся горизонтальном плоском слое участвуют одновременно два механизма, гравитационный и вибрационный, определяемые гравитационным параметром  $Ra = g\beta\Theta h^3 / \nu\chi$  и вибрационным  $R_v = (b\Omega_{vib}\beta\Theta h)^2 / 2\nu\chi$ .

Теплоперенос в слое рассмотрим на плоскости  $R_v, Nu$  (рисунок 3.26). Теплопроводному режиму соответствует значение  $Nu = 1$ . Порог определяется резким увеличением теплопереноса. С увеличением скорости вращения слоя порог

возбуждения вибрационной конвекции смещается в область больших значений параметра  $R_v$ . Эксперименты проведены при близких числах Рэлея.

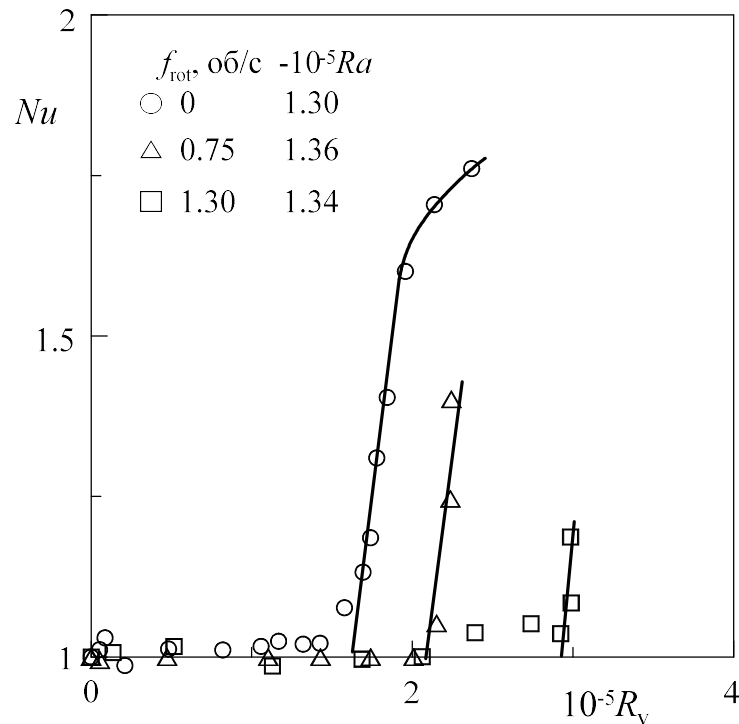


Рисунок 3.26. Теплоперенос в зависимости от вибрационного параметра  $R_v$

Пороги, найденные по кризису теплопереноса приведены на плоскости безразмерных параметров  $R_v, \omega_{rot}$  (рисунок 3.27). Пороги получены при двух различных значениях  $Ra$  (информация о величине гравитационного числа Рэлея приведена на рисунке 3.27б) и приведены двумя типами светлых символов. Темные символы соответствуют порогам вибрационной конвекции в отсутствие вращения. С ростом безразмерной скорости вращения пороговое значение  $R_v$  возрастает.

В качестве дополнительной информации на рисунке 3.27б приведено значение центробежного числа  $Ra_c$ , которое монотонно возрастает с повышением безразмерной частоты вращения. Отметим, что в интервале  $\omega_{rot} = 0 - 60$ , пока число Рэлея  $Ra_c < 3 \cdot 10^4$ , центробежная конвекция не сказывается на структуре виброконвективных потоков в слое. С дальнейшим повышением  $\omega_{rot}$  область, в которой наблюдаются ячейки, радиально сужается. Быстрое вращение приводит к

появлению дополнительного течения, которое проявляется в виде темной (холодной) области вблизи боковой цилиндрической границы полости.

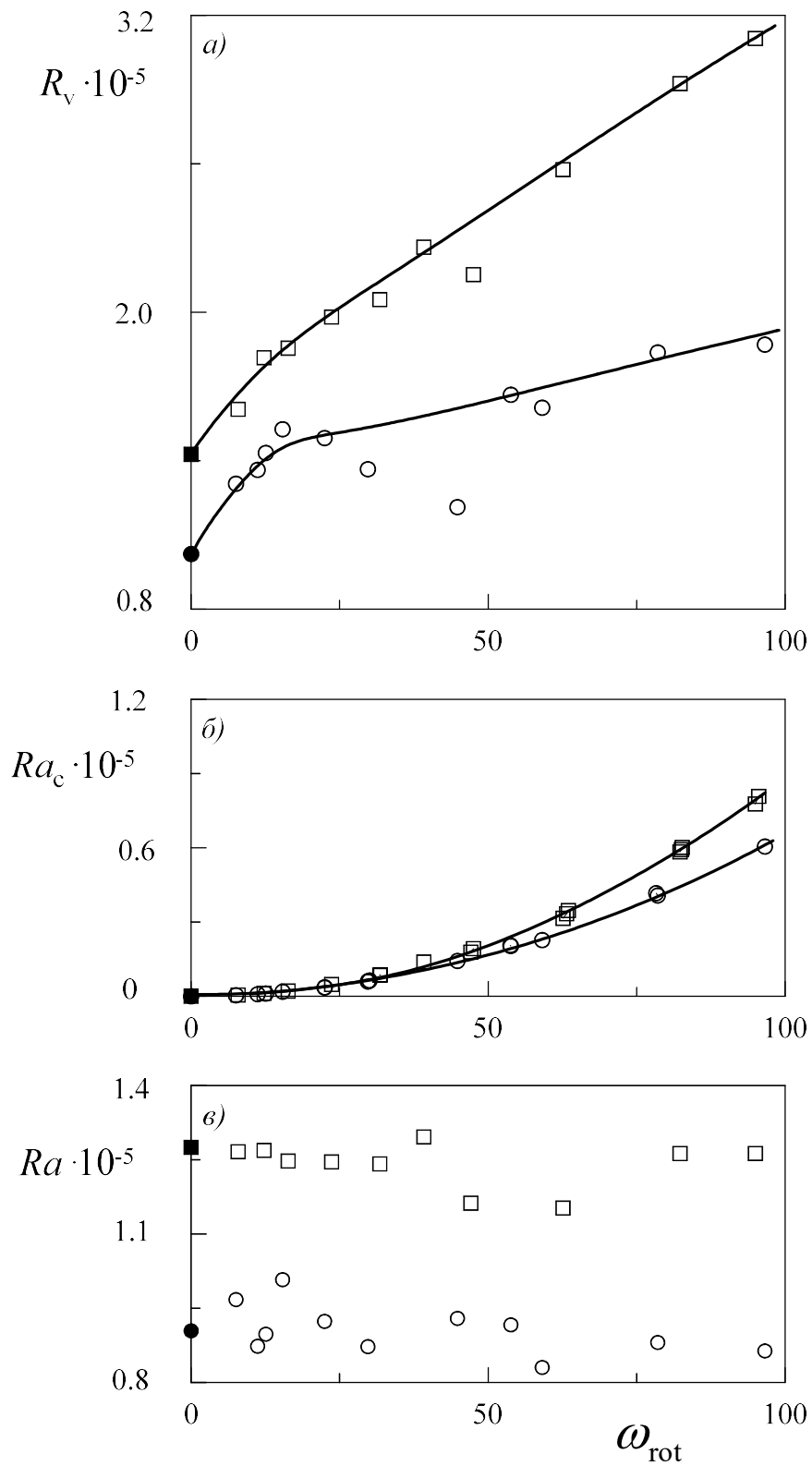


Рисунок 3.27. Параметры  $R_v, Ra_c, Ra$  в зависимости от безразмерной скорости вращения



Незначительное изменение  $\Theta$  в экспериментах обуславливает изменение значений числа  $Ra$  от эксперимента к эксперименту. На рисунке 3.27 в для каждого значения  $\omega_{\text{vib}}$  приведены соответствующие значения числа  $Ra$ . Отклонение числа  $Ra$  от среднего значения в ходе каждой экспериментальной серии незначительно.

Проведем сравнение порогов при вращении с порогами в отсутствие вращения на плоскости управляющих параметров  $Ra, R_v$  (рисунок 3.28). Теоретическое значение для границы устойчивости (случай  $\omega_{\text{rot}} = 0$ , сплошная кривая) в области умеренных отрицательных значений числа Рэля  $|Ra| < 10^4$  можно описать формулой  $R_v = 1.247 \cdot (1708 - Ra)$ . Теоретическая граница проходит через две реперные точки, в каждой из которых один из механизмов возбуждения конвекции отсутствует. В случае только вибрационного механизма конвекции, когда  $Ra = 0$ , значение вибрационного параметра равно  $R_v = 2129$ . В отсутствие вибрационного воздействия ( $R_v = 0$ ), теоретическая граница упирается горизонтальную ось при значении числа Рэля  $Ra = 1708$ .

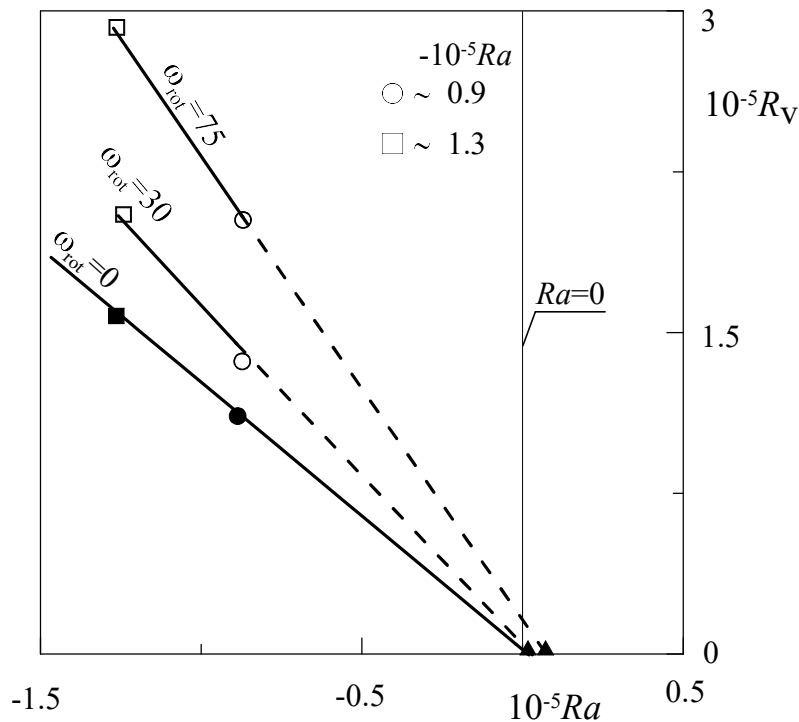


Рисунок 3.28. Пороги возбуждения вибрационной конвекции на плоскости  $Ra, R_v$

Аналогично кривой  $\omega_{\text{rot}} = 0$  построим пороговые кривые при постоянном значении безразмерной скорости вращения  $\omega_{\text{rot}} = 30$  и  $\omega_{\text{rot}} = 75$ . Сплошные кривые соединяют соответствующие данным частотам пороговые значения на плоскости  $Ra, R_v$ . Штриховые кривые являются продолжением сплошных ( $\omega_{\text{rot}} = \text{const}$ ) и упираются в пороговые значения  $Ra$ , соответствующие данным частотам в отсутствие вибраций ( $R_v = 0$ ). В соответствии с [13], значениям  $\omega_{\text{rot}} = 30$  и  $\omega_{\text{rot}} = 75$  соответствуют значения  $Ra = 3.34 \cdot 10^3$  и  $Ra = 5.97 \cdot 10^3$ , что согласуется с зависимостью  $\omega_{\text{rot}}, Ra$  (см. рисунок 1.10).

Как показано на рисунке 3.28, с ростом безразмерной скорости вращения пороги смещаются в область больших значений параметра  $R_v$ . Вращение стабилизирует порог возникновения как гравитационной, так и вибрационной конвекции.

### 3.3.4. Стабилизирующее действие вращения на вибрационную конвекцию

Для сравнения влияния вращения на различные механизмы возникновения конвекции, гравитационный и вибрационный, удобно представить пороговые значения соответствующих управляющих параметров, нормированные на пороги в отсутствие вращения, в зависимости от безразмерной скорости вращения (рисунок 3.29). Известно, что вращение оказывает стабилизирующее действие на порог возникновения гравитационной конвекции, пороговое значение числа Рэлея и при высоких  $\omega_{\text{rot}}$  возрастает с частотой по закону  $Ra = 18.8 \cdot \omega_{\text{rot}}^{4/3}$  [13]. Повышение порогового значения гравитационного числа Рэлея  $Ra/Ra^*$  (где  $Ra^* = 1708$ ) с безразмерной скоростью вращения показано сплошной кривой на рисунке 3.29. Кривая построена по данным теоретических результатов [13], экспериментальные символы  $I$  показывают полное согласие с теорией. Пороги возникновения вибрационной конвекции в случае отсутствия статической компоненты поля (см. главу 1, рисунок 1.25) приведены символами 2.

Для вибрационного параметра аналогичное отношение  $R_v/R_v^*$ , где  $R_v^*$  – пороговое значение вибрационной конвекции в случае  $\omega_{\text{rot}} = 0$ , с учетом величины гравитационного числа Рэлея (рисунок 3.28 сплошная кривая), соответствует нижней штриховой кривой на рисунке 3.29. Две серии светлых символов 3 и 4 приведены для экспериментов при различных значениях  $Ra$  (см. рисунок 3.27). Темные символы 5 соответствуют случаю обратного направления вращения по отношению к направлению круговых вибраций полости. Как видно, направление вращения не влияет на порог вибрационной конвекции.

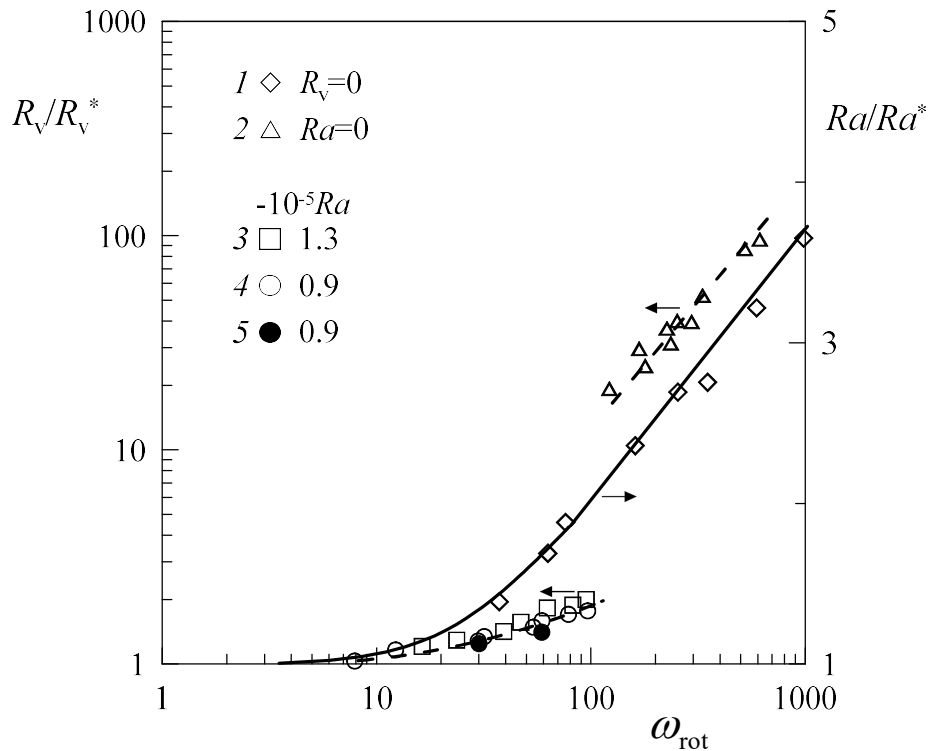


Рисунок 3.29. Пороговые значения вибрационного и гравитационного чисел Рэлея, нормированные на их пороговые значения в отсутствие вращения, в зависимости от безразмерной скорости вращения

Из анализа влияния вращения на вибрационный механизм в области  $\omega_{\text{rot}} < 100$  следует, что по виду закона изменение пороговых значений вибрационного параметра подобно изменению гравитационного параметра. Существует общность различных по природе конвективных механизмов.

Термохромная методика визуализации течений позволила обнаружить периодичность вдоль двумерных валов. В таком случае волновое число определялось как  $k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}$ . Обнаружено, что значения волнового числа в исследованном интервале безразмерных скоростей вращения  $\omega_{\text{rot}} = 0 - 100$  практически не меняется (рисунок 3.30), сила Кориолиса не влияет на структуру течения. При этом наблюдается перестройка структур с их взаимным увеличением длин волн в одном направлении и уменьшением в другом. Волновое число конвективных структур с повышением безразмерной скорости вращения практически не изменяется.

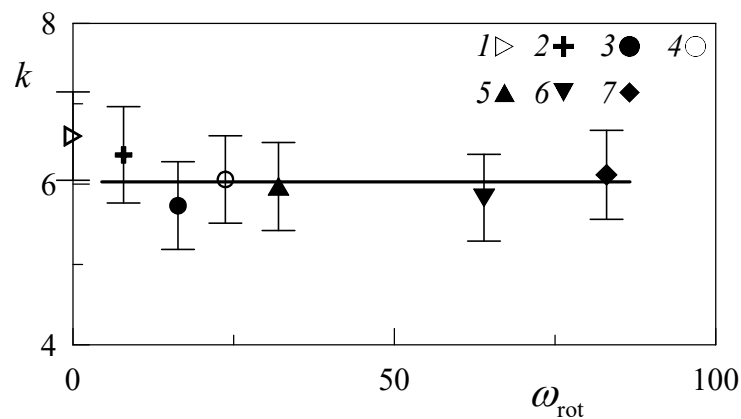


Рисунок 3.30. Волновое число в зависимости от безразмерной скорости вращения

Термовибрационный и рэлеевский механизмы возбуждения конвекции проявляются независимо. Во вращающейся полости, когда отсутствует один из механизмов возникновения конвекции,  $R_v = 0$  или  $Ra$ , вращение приводит к стабилизации порога устойчивости по схожим законам. В текущей работе участвует одновременно два механизма, при этом отрицательное число Рэлея подавляет развитие конвекции, а круговые вибрации возбуждают вибрационную тепловую конвекцию. Можно предположить, что в результате такого одновременного взаимодействия двух механизмов и вращения стабилизация порога устойчивости с повышением безразмерной скорости вращения происходит

заметно слабее, кривая возбуждения вибрационной конвекции находится ниже (рисунок 3.29).

### 3.3.5. Инерционные волны в подогреваемом сверху вращающемся плоском слое

При одновременном воздействии вибраций и вращения инерционные волны, возбуждаемые вблизи торцевых границ, генерируют в неизотермической жидкости потоки в виде регулярной системы азимутальных вихрей. Подобное наблюдается и в случае вращения плоского слоя вокруг горизонтальной оси. Стоит отметить, что возникновение инерционных волн наблюдается до порога возникновения вибрационной конвекции, не значительно влияя на тепловой поток через слой.

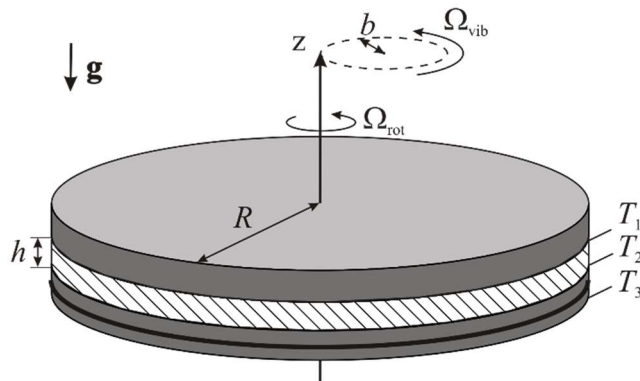


Рисунок 3.31. Постановка задачи

Постановка задач и методика эксперимента схожи с описанными в (см. раздел 3.3) выше. В начале эксперимента с помощью термостатов задаются температуры границ слоя (рисунок 3.31), полость приводится во вращение с угловой скоростью  $\Omega_{\text{rot}} = 18.84$  рад/с (306/с). Случай разогрева слоя сверху и относительно небольшой скорости вращения приводит к равновесному состоянию жидкости в слое. После установления стационарного режима конвекции включаются поляризованные по кругу вибрации. Ось вращения полости совершает круговые движения в горизонтальной плоскости с частотой  $\Omega_{\text{vib}}$ . Амплитуда

вибраций столика равна  $b = 30$  мм и не изменяется в течение эксперимента. В качестве рабочей жидкости используется вода ( $Pr = 4$ ). Для визуализации течений в жидкость добавляются частицы алюминиевой пудры.

В отсутствие вибраций рабочая жидкость во вращающемся слое находится в устойчивом состоянии (рисунок 3.32а). При вибрационном воздействии алюминиевая пудра визуализирует вблизи цилиндрической границы появление системы азимутальных вихрей (рисунок 3.32б). Светлые полосы на фотографии соответствуют выносу двумя валами визуализатора к прозрачной стенке. Таким образом, длина волны  $\Lambda$  структур определяется по радиальному расстоянию между светлыми или темными полосами. С увеличением частоты  $\Omega_{\text{vib}}$  вибрационного воздействия длина волны  $\Lambda$  и интенсивность течений возрастает (рисунок 3.32в-г). Система валов занимает большую часть слоя.

Рассмотрим природу возникновения азимутальных течений. Вибрационное воздействие возмущает равновесное состояние неоднородно нагретой вращающейся жидкости, вызывая колебания ее относительно полости. Колебание жидкости способно генерировать инерционные волны в углах полости [107]. Характеристическими поверхностями для таких внутренних волн являются конусы. Вблизи характеристических поверхностей возможно появление осредненных течений, в рассматриваемом случае концентрических валов.

На рисунке 3.32 для каждого случая приведена схема части слоя в поперечном диаметральном разрезе, линиями показаны характеристические поверхности инерционных волн. Направление распространения волн и угол  $\varphi$  между образующей поверхностью конуса и осью вращения рассчитываются из условия:  $\operatorname{tg} \varphi = (4/N^2 - 1)^{-1/2}$  [107], где  $N = \Omega_{\text{osc}}/\Omega_{\text{rot}}$  – безразмерная частота осцилляций жидкости ( $\Omega_{\text{osc}} = \Omega_{\text{vib}} - \Omega_{\text{rot}}$  – частота колебаний жидкости в системе отсчета полости,  $\Omega_{\text{rot}}$  – угловая скорость вращения полости). Длина инерционной волны определяется выражением  $\Lambda_{\text{in}} = 2h / (4/N^2 - 1)^{-1/2}$ . На рисунке 3.32 видно,

что длина волны  $\Lambda$  пространственных структур согласуется с периодом инерционной волны  $\Lambda_{in}$

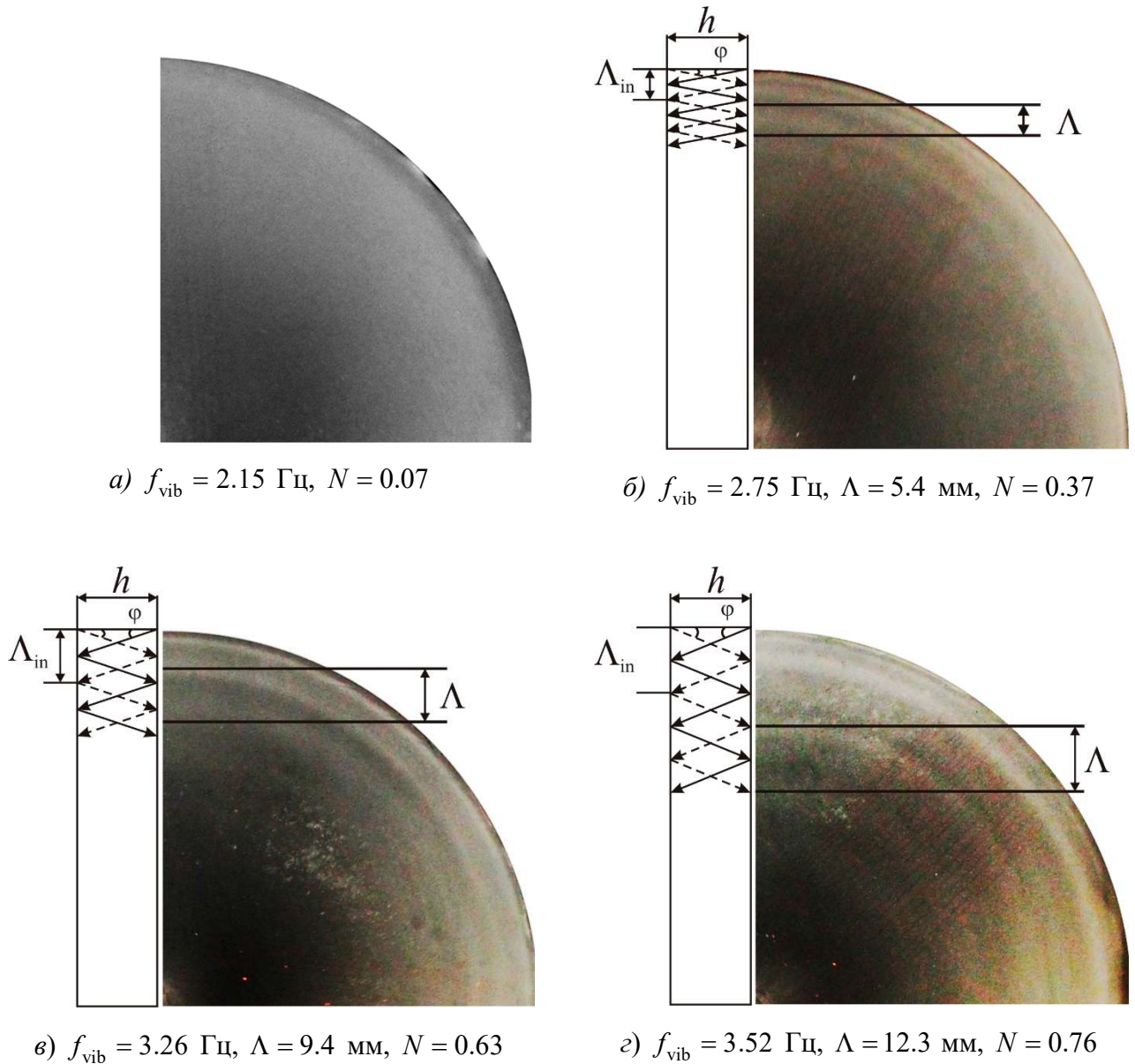


Рисунок 3.32. Вихревые структуры в слое воды толщиной  $h = 1.5$  см при заданных  $f_{rot} = 2.0$  об/с,  $\Theta = 15.6^\circ\text{C}$  и амплитуде вибраций  $b = 3$  см

При заданной постоянной скорости вращения с пошаговым повышением частоты вибраций полости разность температур не меняется (рисунок 3.33а), конвекция в слое не развивается. Длины волн структур приведены на рисунке 3.33б.

На рисунке 3.34 приведена зависимость безразмерной длины волны  $\Lambda/h$  конвективных структур от относительной частоты  $N$  осцилляций жидкости. Сплошной кривой показано теоретически рассчитанное значение безразмерной длины волны  $\Lambda_{in}/h$ . В области положительных  $N$ , когда силовое поле совершает опережающее вращение относительно вращающейся полости, результаты экспериментов (символы  $I$ ) согласуются с теоретической зависимостью  $\Lambda_{in}/h$  в пределах погрешности. В области отрицательных  $N$  длина волны концентрических валов не зависит от частоты вибраций. Природу этих конвективных течений еще предстоит исследовать.

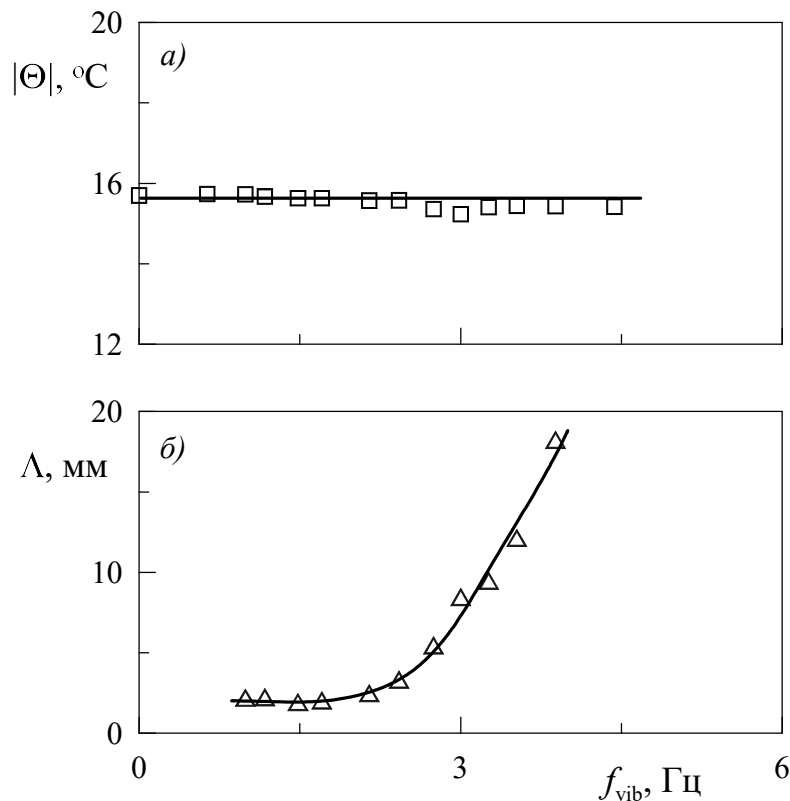


Рисунок 3.33. Зависимость разности температур границ слоя *a*) и длины волны *б*) от частоты вибраций, при  $f_{rot} = 2.0$  об/с

На рисунке 3.34. темной точкой отмечен частный случай рассмотренный в главах 1 и 2, когда колебания жидкости в системе отсчета полости происходят с частотой вращения  $N = -1$ . Это происходит при вращении полости во внешнем силовом поле, когда ось вращения не совпадает с направлением поля.



Пространственный период инерционной волны  $\Lambda_{in}$  составляет в этом случае  $2h/\sqrt{3}$  [107].

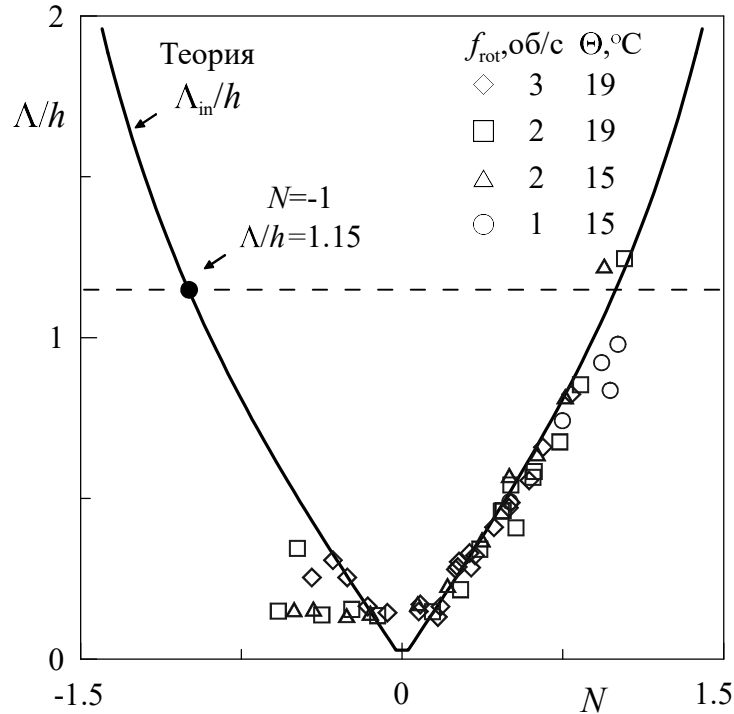


Рисунок 3.34. Зависимость безразмерной длины волны конвективных структур от безразмерной частоты осцилляций жидкости

Как видно, инерционные волны генерируют в неизотермической жидкости потоки в виде регулярной системы азимутальных вихрей задолго до порога возбуждения термовибрационной конвекции, когда  $R_v/Ra = 0.6\%$ . Вихри практически не интенсифицируют теплоперенос.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

**Итоги выполненного исследования.** В диссертационной работе выполнено экспериментальное исследование тепловой вибрационной конвекции во вращающейся полости, возбуждаемой внешним осциллирующим силовым полем. Исследование проведено в широком диапазоне безразмерных частот вибраций и скорости вращения при варьировании геометрических размеров полости, свойств жидкости, условий нагрева и вращения. Результаты исследований обобщены в пространстве управляющих безразмерных параметров.

1. Изучена осредненная тепловая конвекция во вращающемся вокруг горизонтальной оси вертикальном плоском слое с границами разной температуры.
  - Обнаружено, что во вращающемся слое при понижении скорости вращения  $f_{rot}$  пороговым образом развивается осредненная тепловая конвекция в виде регулярной системы конвективных ячеек. Показано, что конвекция генерируется приливными колебаниями, вызываемыми полем силы тяжести, и определяется термовибрационным механизмом, характеризуемым модифицированным вибрационным параметром  $R_v$ .
  - Построены пороговые кривые возбуждения конвекции в зависимости от безразмерной частоты. Показано, что действие вращения на термовибрационную конвекцию аналогично действию вращения на конвекцию Рэлея – с повышением безразмерной скорости вращения  $\omega_{rot}$  пороговое значение  $R_v^*$  возрастает.
  - Обнаружено, что ниже порога возбуждения вибрационной конвекции во вращающемся слое существуют осредненные течения в виде тороидальных валов малой интенсивности, безразмерная длина волны которых  $\Lambda / h$  не зависит от безразмерной скорости вращения слоя  $\omega_{rot}$ .
  - Показано, что тороидальные вихри генерируются распространяющимися во вращающейся жидкости и отражающимися от границ слоя инерционными

волнами, а их размер совпадает с теоретически рассчитанным расстоянием между точками отражения инерционной волны.

2. Впервые с позиции вибрационной конвекции исследована конвекция во вращающемся наклонном плоском слое в зависимости от угла наклона оси вращения.
  - Найдены пороги возбуждения конвекции, изучены структура осредненных конвективных течений и теплоперенос в зависимости от угла наклона оси вращения. Показано, что конвекция во вращающемся наклонном слое определяется двумя независимыми механизмами, рэлеевским и термовибрационным, доминирующая роль которых зависит от угла наклона. Обнаружено, что возникновение вибрационной конвекции во вращающемся наклонном слое возможно даже в случае, когда верхняя граница слоя имеет более высокую температуру.
  - Изучена и построена граница возбуждения вибрационной и гравитационной конвекции на плоскости управляющих параметров  $Ra, R_v$  при различных значениях безразмерной скорости вращения полости  $\omega_{rot}$ . Показано, что с повышением  $\omega_{rot}$  граница возбуждения вибрационной конвекции смещается в область больших значений параметров  $R_v$ , граница гравитационной конвекции – в область больших значений чисел  $Ra$ .
3. Экспериментально изучены пороги возбуждения вибрационной конвекции, структура конвективных течений и теплоперенос в подогреваемом сверху горизонтальном плоском слое жидкости, совершающем круговые колебания в горизонтальной плоскости в отсутствие вращения.
  - Обнаружено, что вибрационная конвекция в устойчиво стратифицированном в поле силы тяжести слое развивается пороговым образом при повышении интенсивности вибраций в виде пространственных структур в форме вытянутых валов, разбитых по длине на сравнительно короткие сегменты.

- Найденная граница возбуждения вибрационной конвекции на плоскости управляющих параметров  $Ra, R_v$  и волновые числа конвективных структур согласуются с найденными ранее теоретическими значениями.
- 4. Впервые исследовано влияние вращения подогреваемого сверху слоя вокруг вертикальной оси на конвекцию жидкости при вибрациях круговой поляризации.
  - Показано, что вращение оказывает стабилизирующее влияние на возбуждение высокочастотной вибрационной конвекции в устойчиво стратифицированном в поле силы тяжести слое, аналогично тому, как это происходит в отсутствие рэлеевского конвективного механизма (случай, рассмотренный в главе 1).
  - Обнаружено, что при сравнительно быстром вращении (в ограниченной области изменения относительной частоты осцилляций жидкости во вращающейся системе,  $|N| < 2$ ) в слое генерируются осредненные течения в виде тороидальных вихрей слабой интенсивности задолго до порога развития вибрационной конвекции. Показано, что эти течения возбуждаются отражающимися от границ слоя инерционными волнами, рождающимися вблизи боковой границы слоя в результате инерционных колебаний неизотермической жидкости. Длина волны конвективных структур, изученных в широком интервале значений  $N$ , полностью определяется величиной  $N$  и согласуется с теоретической траекторией распространения инерционных волн.

#### **Рекомендации и перспективы дальнейшей разработки темы.**

Выполненные экспериментальные исследования важны для более глубокого понимания механизмов управления тепломассопереноса в условиях низкой гравитации во вращающихся системах, подверженных влиянию внешних осциллирующих силовых полей.

Большой интерес представляет дальнейшее теоретическое и экспериментальное изучение влияния инерционных волн на термовибрационную конвекцию и теплоперенос во вращающихся полостях разной геометрии, в частности, сферической формы, соответствующей форме жидкого ядра планет.

Особое внимание заслуживает сделанное в работе заключение о том, что осредненная тепловая конвекция в полости, вращающейся вокруг наклонной оси, помимо центробежного механизма и силы Кориолиса определяется статической и осциллирующей в системе отсчета полости компонентами поля силы тяжести, т.е. рэлеевским и вибрационным механизмами. Такое математическое описание (с позиции осредненной тепловой конвекции) может быть эффективно использовано при теоретических расчетах осредненной тепловой конвекции и теплопереноса в полостях произвольной формы, совершающих вращение вокруг наклонной оси.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 769 с.
2. Ламб Г. Гидродинамика. М.Л.: Гостехиздат, 1947. 928 с.
3. Прандтль Л. Гидромеханика. М.:Изд-во иностр. лит., 1949. 520 с.
4. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
5. Гетлинг А. В. Конвекция Рэлея–Бенара. Структуры и динамика. М.: Эдиториал УРСС, 1999. 248 с.
6. Thomson J. On a Changing Tessellated Structure in Certain Liquids // Proc. R. Phil. Soc. Glasgow. – 1882. –V. 13. – P. 464-468.
7. Benard H. Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide // Revue generale des Sciences, pures et appliquees. – 1900. – V. 11. – P. 1261-1271.
8. Benard H. Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide transportant de la chaleur par convection en regime permanent // Ann. Chim. Phys. – 1901. – V. 23. – P. 62-144.
9. Rayleigh L. LIX On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. – 1916. – V. 32, № 192. – P. 529-546.
10. Jeffreys H. Some Cases of Instability in Fluid Motion // Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 1928. – V.118, № 779. – P.195-208.
11. Pellew A., Southwell R. On maintained convective motion in a fluid heated from below // Proc. R. Soc. Lond. A. – 1940. – V. 176, № 966. – P. 312-343.
12. Reid W. H., Harris D. L. Some Further Results on the Bénard Problem // The Physics of Fluids. – 1958. – V. 1, № 2. – P. 102-110.

13. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Oxford University Press, 1961. 656 p.
14. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Непомнящий А. А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 320 с.
15. Gershuni G. Z., Lyubimov D. V. Thermal vibrational convection. N.Y.: Wiley, et al., 1998. 358 p.
16. Rocha C. B., Constantinou N. C., Llewellyn Smith S. G., Young W. R. The Nusselt numbers of horizontal convection // J. Fluid Mech. – 2020. – V. 894 (A24-17).
17. Barna I. F., Pocsai M. A., Lökös S, Mátyás L. Rayleigh-Bénard convection in the generalized Oberbeck-Boussinesq system // Chaos, Solitons & Fractal. – 2017. – V. 103, – P. 336-341.
18. Read P., Kennedy D., Lewis N., Scolan H., Tabataba-Vakili F., Wang Y., Young R. Baroclinic and barotropic instabilities in planetary atmospheres: energetics, equilibration and adjustment // Nonlinear Processes in Geophysics. – 2020. – V. 27, № 2. – P. 147-173.
19. Das D., Roy M., Basak T. Studies on natural convection within enclosures of various (non-square) shapes – A review // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2017. – V. 106. – P. 356-406.
20. Abtahi A., Floryan J. M. Natural convection and thermal drift // J. Fluid Mech. – 2017. – V. 826. – P. 553-582.
21. Danilov N. I., Mitin K. A., Berdnikov V. S. Effect of conjugate heat transfer on the side and horizontal walls on the structure of convective flow in the Rayleigh-Bénard convection mode // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – V. 1382. – 01278.
22. Mitin K. A, Kislitsyn S. A., Berdnikov V. S. Influence of conjugate convective heat transfer on temperature fields in thin walls that organize liquid layers of various orientations // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – V. 1382. – 012199
23. Zhu X., Jiang L.F., Zhou Q., Sun C. Turbulent Rayleigh-Bénard convection in an annular cell // J. Fluid Mech. – 2019. – V. 869 (R5-12).

24. Yash Yadati, Nicholas Mears, Atanu Chatterjee. Spatio-temporal characterization of thermal fluctuations in a non-turbulent Rayleigh–Bénard convection at steady state // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. – 2020. – V. 547 123867(11).
25. Rossby H. T. A study of Benard convection with and without rotation // *J. Fluid Mech.* – 1969. – V. 36, № 2. – P. 309–335.
26. Bühler K., Oertel H. Thermal cellular convection in rotating rectangular boxes // *J. Fluid Mech.* – 1982. – V. 114. – P. 261-282.
27. Chandrasekhar S. The Instability of a Layer of Fluid Heated below and Subject to Coriolis Forces // *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. – 1953. – V. 217. – P. 306-327.
28. Veronis G. Cellular convection with finite amplitude in a rotating fluid // *J. Fluid Mech.* – 1959. – V. 5, № 3. – P. 401-435.
29. Nakagawa Y., Frenzen P. A theoretical and experimental study of cellular convection in rotating fluids // *Tellus*. – 1955. – V. 7, № 1. – P. 1-21.
30. Ning L., Ecke R. E. Rotating Rayleigh-Benard convection: aspect-ratio dependence of the initial bifurcations // *Phys. Rev. E*. – 1993. – V. 47. – P. 3326-3333.
31. Ecke R. E., Zhong F., Knobloch E. Hopf-bifurcation with broken reflection symmetry in rotating Rayleigh-Benard convection // *Europhys. Lett.* – 1992. – V. 19. – P. 177-182.
32. Goldstein H. F., Knobloch E., Mercader I., Net M. Convection in a rotating cylinder. Part 1. Linear theory for moderate Prandtl numbers // *J. Fluid Mech.* – 1993. – V. 248. – P. 583-604.
33. Zhong F., Ecke R. E., Steinberg V. Rotating Rayleigh–Bénard convection: asymmetric modes and vortex states // *J. Fluid Mech.* – 1993. – V. 249, № 1. – P. 135-159.
34. Favier B., Knobloch E. Robust wall states in rapidly rotating Rayleigh–Bénard convection // *J. Fluid Mech.* – 2020. – V. 895. R1.



35. Shishkina O. Tenacious wall states in thermal convection in rapidly rotating containers // *J. Fluid Mech.* – 2020. – V. 898 (F1-4).
36. Frik P. G. Modeling cascade processes in two-dimensional turbulent convection // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics.* – 1986. – V. 27, № 2. – P. 221-228.
37. Boubnov B. M., Golitsyn G. S. Experimental study of convective structures in rotating fluids // *J. Fluid Mech.* – 1986. – V. 167. – P. 503-531.
38. Boubnov B. M., Golitsyn G. S. Temperature and velocity field regimes of convective motions in a rotating plane fluid layer // *J. Fluid Mech.* – 1990. – V. 219. – P. 215-239.
39. Boubnov B. M., Golitsyn G. S. *Convection in Rotating Fluids*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1995. 232 p.
40. Fernando H. J.S., Chen R., Boyer D. L. Effects of rotation on convective turbulence // *J. Fluid Mech.* – 1991. – V. 228. – P. 513-547.
41. Raasch S., Etling D. Numerical simulation of rotating turbulent thermal convection // *Contr. Atmos. Phys.* – 1992. – V. 3, № 2. – P. 191-205.
42. Mimus W. V. R. Discrete transitions in turbulent convection // *Proc. R. Soc. Lond. A.* – 1954. – V. 225. – P. 185-195.
43. Howard L. N. Convection at high Rayleigh number // *Applied Mechanics, Proc. of the 11th Congr. of Appl. Mech.* – Munich, Germany. – 1966. – P. 1109-1115.
44. Heslot F., Castaing B., Libchaber A. Transitions to turbulence in helium gas // *Phys. Rev. A.* – 1987. – V. 36. – P. 5870-5873.
45. Threlfall D. C. Free convection in low temperature gaseous helium // *J. Fluid Mech.* – 1975. – V. 67, № 1. – P. 17-28.
46. L'VOV V. S. Spectra of velocity and temperature fluctuations with constant entropy flux of fully developed free-convective turbulence // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – V. 67. – P. 687-690.
47. Berdnikov V. S., Markov V. A. Heat transfer in a horizontal fluid layer heated from below upon rotation of one of the boundaries // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics.* – 1998. – V. 39, № 3. – P. 434-440.

48. Berdnikov V. S., Zakharov V. P., Markov V. A. Thermal gravitational-centrifugal in a layer of liquid heated from below // *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. – 2001. – V. 74, №. 4. – P.992-998.
49. Czochralski J. Ein neues Verfahren zur Messung der Kristallisationsgeschwindigkeit der Metalle // *Zeitschrift für Physikalische Chemie*. – 1918. – V. 92. – P. 219—221.
50. Бердников В. С. и др. Моделирование гидродинамики расплава при выращивании кристаллов методом вытягивания // *Теплофизические процессы при кристаллизации и затвердевании*. – 1984. – С. 66-83.
51. Mitin K. A, Berdnikov V. S. Effect of uniform crystal rotation on convective and radiationconvective heat transfer in the Czochralski method // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019. – V. 1382. – 012198.
52. Berdnikov V. S., Grishkova V. A., Kovalevskii K. Yu., Markov V. A. Thermal Imaging Studies of the Laminar–Turbulent Transition in the Rayleigh–Benard Convection // *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*. – 2012. – V. 48, №. 3. – P. 311–318.
53. Mutabazi J.E., Wesfreid E. Guyon E. Dynamics of Spatio-Temporal Cellular Structures: Henri Bénard Centenary Review. Springer Science & Business Media, 2005. 249 p.
54. Cordero S., Busse F. H. Experiments on convection in rotating hemispherical shells: transition to a quasi-periodic state // *Geophys. Res. Lett.* – 1992. – V. 19. – P. 733-736.
55. Cordero S. Experiments on convection in a rotating hemispherical shell: transition to chaos // *Geophys. Res. Lett.* – 1993. – V. 20. – P. 2587–2590.
56. Busse F. H., Hartung G., Jaletzky M., Sommerman G. Experiments on thermal convection in rotating systems motivated by planetary problems // *Dyn. Atmos. Oceans*. – 1997. – V. 27. – P. 161–174.
57. Ikuro Sumita, Peter Olson. Laboratory experiments on high Rayleigh number thermal convection in a rapidly rotating hemispherical shell // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. – 2000. – V. 117. – P. 153-170.

58. Aus der Wiesche, S. Heat transfer from a rotating disk in a parallel air crossflow // International Journal of Thermal Sciences. – 2007. – V. 46, № 8. – P. 745–754.
59. Sánchez O., Mercader I., Batiste O., Alonso A., Natural convection in a horizontal cylinder with axial rotation // Phys. Rev. E. – 2016. – V. 93 063113 (6).
60. Vadasz P. Natural convection in rotating flows // In Handbook of Thermal Science and Engineering. Springer International Publishing. – 2018. – P. 691-758.
61. Lappa M. Thermal Convection: Patterns, Evolution and Stability. Wiley, 2009. 690 p.
62. Lappa M. Rotating Thermal Flows in Natural and Industrial Processes. Wiley, 2012. 544 p.
63. Блехман И. И. Вибрационная механика. М.: Наука, 1994. 400 с.
64. Зеньковская С. М., Симоненко И. Б. О влиянии вибрации высокой частоты на возникновение конвекции // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1966. – № 5. – С. 51-55.
65. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Вибрационная тепловая конвекция в невесомости // Гидромеханика и процессы переноса в невесомости. Свердловск: УНЦ АН СССР. – 1983. – С. 86-105.
66. Заварыкин М. П., Зорин С. В., Путин Г. Ф. Экспериментальное исследование вибрационной конвекции // ДАН СССР. – 1985. – Т. 281, №4. – 815-816.
67. Заварыкин М. П., Зорин С. В., Путин Г. Ф. О термоконвективной неустойчивости в вибрационном поле // ДАН СССР. – 1988. – Т. 299, №2. – С. 309-312.
68. Шарифуллин А. Н. Устойчивость конвективного течения в вертикальном слое в присутствии продольных вибраций // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1983. – №2. – С. 186-188.
69. Гневанов Н. В., Смородин Б. Л. Конвективная неустойчивость течения бинарной смеси в условиях вибрации и термодиффузии // Прикладная механика и техническая физика. – 2006. – Т. 47, № 2. – С. 77-84.

70. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. О конвективной неустойчивости жидкости в вибрационном поле в невесомости // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1981. – №4, – С. 12.
71. Браверман Л. М. О типах вибрационно-конвективной неустойчивости плоского слоя жидкости в невесомости // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1987. – №5. – С.4.
72. Demin V. A., Gershuni G. Z., Verkholtantsev I. V. Mechanical quasi-equilibrium and thermovibrational convective instability in an inclined fluid layer // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1996. – V. 39, № 9. – P. 1979-1991.
73. Любимов Д. В., Путин Г. Ф., Чернатынский В. И. О конвективных движениях в ячейке Хеле-Шоу // ДАН СССР. – 1977. – Т. 235, № 3. – С. 554-556.
74. Путин Г. Ф., Ткачева Е. А. Экспериментальное исследование надкритических конвективных движений в ячейке Хеле-Шоу // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1979. – № 1. – С. 3-8.
75. Babushkin I. A., Demin V. A. Vibrational convection in the Hele-Shaw cell. Theory and experiment // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. – 2006. – V. 47. – P. 183-189.
76. Babushkin I. A., Demin V. A. Experimental and Theoretical Investigation of Transient Convective Regimes in a Hele-Shaw Cell // Fluid Dynamics. – 2006. – V. 41, № 3. – P. 323-329.
77. Babushkin I. A., Glazkin I. V., Demin V. A., Platonova A. N., Putin G. F. Variability of a Typical Flow in a Hele-Shaw Cell // Fluid Dynamics. – 2009. – V. 44, № 5. – P. 631-640.
78. Babushkin I. A., Demin V. A. On vibration-convective flows in a Hele-Shaw cell // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2008. – V. 81, № 4. – P. 739-747.
79. Бабушкин И. А., Демин В. А. К вопросу о вибрационно-конвективных течениях в ячейке Хеле-Шоу // Инженерно-физический журнал. – 2008. – Т. 81, – № 4. – С. 712-720.

80. Babushkin I. A., Glukhov A. F., Demin V. A., Zilberman E. A., Putin G. F. Measurement of Inertial Microaccelerations with the Use of Convection Sensors // *Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques.* – 2009. – V. 3, № 1. – P. 142–147.
81. Babushkin I. A., Demin V. A., Kondrashov A. N., Pepelyaev D. V. Thermal Convection in a Hele–Shaw Cell under the Action of Centrifugal Forces // *Fluid Dynamics.* – 2012. – V. 47, № 1. – P. 10-19.
82. Savino R., Monti R., Piccirillo M. M. Thermovibrational Convection in a Fluid Cell // *Comp.Fluids.* – 1998. – V. 27, № 8. – P. 923.
83. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Юрков Ю. С. О вибрационной тепловой конвекции в прямоугольной области // *Изв. АН СССР. МЖГ.* – 1982. – №4. – С. 94.
84. Chernatinsky V. I., Gershuni G. Z., Monti R. Transient regimes of thermovibrational convection in a closed cavity // *Microgravity Q.* – 1993. – V.3, № 1. – P. 55-67.
85. Козлов В. Г. О вибрационной тепловой конвекции в полости, совершающей высокочастотные вращательные качания // *Изв. АН СССР. МЖГ.* – 1988. – № 3. – С. 138-144.
86. Козлов В. Г. О вибрационной конвекции в полости, совершающей пространственные маятниковые качания // *Конвективные течения.* – 1989. – С. 19-27.
87. Ивашкин С. В., Козлов В. Г. Экспериментальное исследование конвективной устойчивости плоского слоя жидкости при вращательных качаниях // *Конвективные течения.* – 1987. – С. 32-38.
88. Козлов В. Г., Селин Н. В. Экспериментальное исследование конвекции в слое, совершающем колебания сферического маятника // *Конвективные течения.* – 2005. – № 2. – С. 5-16.
89. Иванова А. А., Козлов В. Г. Вибрационная тепловая конвекция при непоступательных колебаниях полости // *Изв. РАН. МЖГ.* – 2003. – № 3. – С. 26-43.

90. Babushkin I. A., Glukhov A. F., Demin V. A. Vibrational Convection of a Binary Mixture in Connected Channels // *Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. – 2009. – V. 3, № 1. – P. 148-153.
91. Lyubimova T.P., Parshakova Ya.N. Effect of rotational vibrations on directional solidification of hightemperature binary Si-Ge alloys// *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2018. – V. 120. – P. 714–723.
92. Lyubimova T.P., Perminov A.V., Kazimardanov M.G. Stability of quasi-equilibrium states and supercritical regimes of thermal vibrational convection of a Williamson fluid in zero gravity conditions // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2019. – V. 129. – P. 406–414.
93. Мызникова Б. И., Смородин Б. Л. Волновые режимы конвекции бинарной смеси при модуляции поля тяжести // *ЖЭТФ*. – 2011. – Т. 139, №3. – С. 597-604.
94. Смородин Б. Л., Тараут А. В. Параметрическая конвекция слабопроводящей жидкости в переменном электрическом поле // *Известия РАН. МЖГ*. – 2010. – № 1. – С. 3-11.
95. Беляев А. В., Смородин Б. Л., Конвекция магнитной жидкости под действием переменного магнитного полям// *Прикладная механика и техническая физика*. – 2009. – Т. 50, – № 4. – С. 18-27.
96. Smorodin B. L., Lücke M. Convection in binary fluid mixtures with modulated heating // *Phys. Rev. E*. – 2009. –V. 79 P. 026315 (11).
97. Shevtsova V., Ryzhkov I.I., Melnikov D.E., Gaponenko Y.A., Mialdun A. Experimental and theoretical study of vibration-induced thermal convection in low gravity // *J. Fluid Mech*. – 2010. – V. 648. – P. 53–82.
98. Козлов В. Г. Вибрационная тепловая конвекция во вращающихся полостях // *Изв. РАН. МЖГ*. – 2004. – № 1. – С. 5-14.
99. Герценштейн С. Я., Рахманов А. И. Конвекция в плоском слое жидкости, вращающемся вокруг горизонтальной оси // *ДАН СССР*. – 1983. – Т. 269, № 3. – С. 561-564.

100. Иванова А. А., Козлов В. Г., Рылова В. В. Тепловая конвекция в плоском слое, вращающемся вокруг горизонтальной оси // Изв. РАН. МЖГ. – 2003. – № 1. – С. 12-21.
101. Вяткин А. А., Иванова А. А., Козлов В. Г. Конвективная устойчивость неизотермической жидкости во вращающемся горизонтальном коаксиальном зазоре // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 1. С. 12-21.
102. Vjatkin A. A., Kozlov V. G., Sabirov R. R. Convection of a heat-generating fluid in a rotating cylindrical cavity subject to transverse vibrations // International Journal of Thermal Sciences. – 2019. – Volume 137. – P. 560-570.
103. McEwan A. D. Inertial oscillations in a rotating fluid cylinder // J. Fluid Mech. – 1970. – V. 40. – P. 603-640.
104. Manasseh R. Breakdown regimes of inertia waves in a precessing cylinder // J. Fluid Mech. – 1992. – V. 243. – P. 261-296.
105. Vyatkin A. A., Kozlov V. G., Siraev R. R. Convective stability of fluid in a rotating horizontal annulus // Fluid Dynamics. – 2017. – V. 52, № 4. – P. 526-535.
106. Kozlov V., Ivanova A., Vjatkin A., Sabirov R. Vibrational convection of heat-generating fluid in a rotating horizontal cylinder. The role of relative cavity length // Acta Astronautica. – 2015. – V. 112. – P. 48–55.
107. Гринспен Х. Теория вращающихся жидкостей. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 304 с.
108. Kozlov V., Rysin K. Effect of tangential external force field on thermal convection in a rotating plane layer // Proc. 65th Intern. Astronautical Congress (IAC2014). Canada, Toronto. 29 September-3 October 2014. P. 422-426.
109. Kozlov V., Vjatkin A., Rysin K., Sabirov R. Inertial waves and vibrational thermal convection // Proc. 66th Intern. Astronautical Congress (IAC2015). Israel, Jerusalem. 12-16 October 2015. P. 697-704.
110. Вяткин А. А., Иванова А. А., Козлов В. Г., Рысин К. Ю. Влияние тангенциальной составляющей силового поля на конвекцию во вращающемся плоском слое // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. – 2017. – Т. 53, № 2. – С. 215-222. (Переводная версия

- статьи: Vjatkin A. A., Ivanova A. A., Kozlov V. G., Rysin K. Yu. Effect of the tangential component of a force field on convection in a rotating plane layer // *Izv. Atmos. Ocean. Phys.* – 2017. – V. 53. – P. 187–194).
111. Kozlov V. G., Rysin K. Y., Vjatkin A. A. Vibroconvective stability of liquid in horizontal plane layer subject to circular translational vibrations // *Microgravity Sci. Technol.* – 2019. – V. 31. – P. 759–765.
112. Козлов В. Г., Рысин К. Ю. Экспериментальное изучение тепловой конвекции во вращающемся наклонном плоском слое // *Конвективные течения.* – 2013. – № 6. – С. 32-48.
113. Вяткин А. А., Козлов В. Г., Рысин К. Ю. Стенд для изучения влияния осциллирующих силовых полей на вращающиеся гидродинамические системы // *Конвективные течения.* – 2015. – № 7. – С. 61-72.
114. Козлов В. Г., Рысин К. Ю., Вяткин А. А. Экспериментальное изучение влияния частиц визуализатора на конвекцию и теплоперенос в вибрирующей полости // *Конвективные течения.* – 2019. – № 7. – С. 61-72.
115. Kozlov V. G., Rysin K. Y. Average convection in rotating tilted plane layer // *Proc. of the Advanced Problems in Mechanics Conference (APM 2014).* Russia, St. Petersburg, IPME RAS. 30 June - 5 July 2014. P. 85-91.
116. Козлов В. Г., Иванова А. А., Рысин К. Ю. Термовибрационная конвекция во вращающемся контейнере. Роль инерционных волн // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики. Казань. 20-24 августа 2015 г. С. 1881-1882.
117. Козлов В. Г., Рысин К. Ю. Конвективные структуры во вращающемся наклонном плоском слое // Всероссийская научно-практическая конференция «Актуальные задачи механики сплошных сред». Пермь, ПГГПУ. 18-19 ноября 2014 г. С. 38.
118. Рысин К. Ю., Вяткин А. А. Влияние круговых вибраций на конвективную устойчивость горизонтального слоя жидкости // *Материалы IV Всероссийской конференции «Пермские гидродинамические чтения».* Пермь, ПГНИУ. 9-10 декабря 2016 г. С. 24-25.



119. Вяткин А. А., Козлов В. Г., Рысин К. Ю. Вибрационная тепловая конвекция в плоском слое, подогреваемом сверху, при круговых вибрациях // *Материалы V Всероссийской конференции с международным участием «Пермские гидродинамические научные чтения»*. Пермь, ПГНИУ. 26-29 сентября 2018 г. С. 89-91.
120. Вяткин А. А., Рысин К. Ю. Влияние круговых вибраций на тепловую конвекцию в плоском слое, подогреваемом сверху // *XXI Зимняя школа по механике сплошных сред*. Пермь, ИМСС УрО РАН. 18-22 февраля 2019 г. С. 82-91.
121. Рысин К. Ю., Вяткин А. А., Козлов В. Г. Влияние вращения на тепловую конвекцию в плоском слое при круговых вибрациях // *XII Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики*. Уфа. 19-24 августа 2019 г. Т. 2. С. 225-226.
122. Козлов В. Г., Рысин К. Ю. Тепловая конвекция во вращающемся наклонном плоском слое // *XVIII Зимняя школа по механике сплошных сред*. Пермь, ИМСС УрО РАН. 18-22 февраля 2013 г. С. 177.
123. Kozlov V. G., Rysin K. Y. Convective structures in rotating tilted plane layer // *Fluxes and structures in fluids. Russia, St.Petesburg. 25-28 June 2013*. P. 185.
124. Козлов В. Г., Рысин К. Ю. Влияние наклона на тепловую конвекцию во вращающемся плоском слое // *Пермские гидродинамические научные чтения*. Пермь, ПГНИУ. 28-30 ноября 2013 г. С. 23.
125. Козлов В. Г., Рысин К. Ю. Тепловая конвекция во вращающемся наклонном плоском слое // *Материалы международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность»*. Москва, МГУ им. М.В. Ломоносова и НИИ механики МГУ. 25 февраля – 4 марта 2014 г. С. 73 – 76.
126. Kozlov V. G., Rysin K. Y. Average convection in rotating tilted plane layer // *Book of abstracts. Advanced Problems in Mechanics Conference (APM 2014)*. Russia, St. Petersburg, IPME RAS. June 30-5 July 2014. P. 106.

127. Kozlov V. G., Rysin K. Y. Thermal convection in a rotating inclined plane layer // 10th European Fluid Mechanics Conference (EFMC10). Denmark, Copenhagen. 14-18 September 2014. P. 226.
128. Kozlov V. G., Rysin K. Y. Average convection in rotating tilted plane layer // Fifth Intern. Scientific School for Young Scientists "Waves and vortices in complex media". Moscow, IPMech RAS. 25-28 November 2014. P. 185-187.
129. Козлов В. Г., Иванова А. А., Вяткин А. А., Рысин К. Ю. Вибрационная тепловая конвекция во вращающихся системах // XIX Зимняя школа по механике сплошных сред. Пермь, ИМСС УрО РАН. 24-27 февраля 2015 г. С. 153.
130. Рысин К. Ю., Вяткин А. А., Козлов В. Г. Влияние вибраций круговой поляризации на тепловую конвекцию во вращающемся горизонтальном плоском слое // Материалы XXIII Международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность». Москва, МГУ им. М.В.Ломоносова и НИИ механики МГУ. 14-21 февраля 2016 г. С. 65.
131. Рысин К. Ю., Козлов В. Г., Вяткин А. А. Влияние круговых вибраций на конвекцию во вращающемся плоском слое // Материалы 7-ой международной научной школы молодых ученых «Волны и вихри в сложных средах». Москва, Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН. 30 ноября – 02 декабря 2016 г. С. 145-147.
132. Рысин К. Ю., Козлов В. Г., Вяткин А. А. Влияние вибраций на конвекцию во вращающемся плоском слое // Тезисы докладов XX Зимней школы по механике сплошных сред. Пермь, ИМСС УрО РАН. 13-16 февраля 2017 г. С. 89.
133. Рысин К. Ю., Козлов В. Г., Иванова А. А., Вяткин А. А. Вибрационная тепловая конвекция во вращающемся плоском слое // Тезисы докладов VI Всероссийской конференции с участием зарубежных ученых «Задачи со свободными границами: Теория, эксперимент и приложения». Барнаул,

Институт вычислительных технологий СО РАН. 7-11 августа 2017 г. С. 45-46.

134. Rysin K., Kozlov V., Ivanova A., Vjatkin A. Thermal vibrational convection excited by rotating force field // Abstract book 25th European Low Gravity Research Association. Biennial Symposium and General Assembly (ELGRA-2017). France, Juan-les-Pins. 2-6 October 2017. P. 49-50.
135. Рысин К. Ю., Козлов В. Г., Вяткин А. А. Термовибрационная конвекция в горизонтальном плоском слое при круговых вибрациях // Всероссийская конференция молодых ученых-механиков (YSM-2018). Сочи, МГУ им. М.В.Ломоносова и НИИ Механики МГУ. 4-14 сентября 2018 г. С. 140.
136. Рысин К. Ю., Вяткин А. А., Козлов В. Г. Влияние вращения на тепловую конвекцию в плоском слое при круговых вибрациях // Аннотации докладов. XII Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики. Уфа. 19-24 августа 2019 г. С. 88.
137. Козлов В.Г., Козлов Н.В., Субботин С.В. Движение жидкости и твердого ядра в сферической полости, вращающейся во внешнем силовом поле // Доклады Академии наук. – № 454 (2). – С. 173-173.
138. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
139. Козлов А. А., Бабушкин И. А., Путин Г. Ф. Лабораторное моделирование гравитационно-инерционной конвекции в поле переменных ускорений круговой поляризации // Тезисы докладов 2-ой Российской конференции по космическому материаловедению. – 2003. – Калуга. – С. 65.