

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
ПЕРМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ**

На правах рукописи



Колчанов Николай Викторович

**ГРАВИТАЦИОННАЯ КОНВЕКЦИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ СЛОЕ
МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ**

01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы

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

Научные руководители:

доктор физико-математических наук, профессор

Путин Геннадий Фёдорович

доктор физико-математический наук, профессор

Пшеничников Александр Фёдорович

Пермь 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. КОНВЕКЦИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ СЛОЕ	14
1.1. Однокомпонентные жидкости	17
1.2. Бинарная и многокомпонентная молекулярные смеси	19
1.3. Магнитные жидкости	24
ГЛАВА 2. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА, АППАРАТУРА И ТЕСТОВЫЕ ОПЫТЫ	30
2.1. Тепловизионные методы исследования конвекции	30
2.1.1. Метод с использованием тонкой теплопроводной пластины	31
2.1.2. Метод с использованием прозрачных для инфракрасного излучения материалов	34
2.2. Описание экспериментальной установки	38
2.2.1. Рабочая полость	38
2.2.2. Система термостатирования верхней границы слоя	40
2.2.3. Методика проведения эксперимента	42
2.3. Конвекция в жидкостях-носителях	44
2.3.1. Однокомпонентная жидкость-носитель	44
2.3.2. Многокомпонентная жидкость-носитель	48
2.4. Реологические свойства используемых магнитных жидкостей	52
2.4.1. Модели вязкости магнитной жидкости	52
2.4.2. Исследуемые образцы магнитных жидкостей	54
2.4.3. Описание вискозиметра	55
2.4.4. Методика проведения измерений вязкости	58
2.4.5. Результаты измерений	60
2.5. Выводы по главе 2	63
ГЛАВА 3. КОНВЕКЦИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ СЛОЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ	65

3.1.Свойства исследуемого образца магнитной жидкости и основные параметры рабочей полости	66
3.2.Обработка термограмм	67
3.3.Режимы конвекции	67
3.3.1. Серия опытов №1	68
3.3.2. Серия опытов №2	74
3.4.Влияние седиментации агрегатов на конвективные колебания в надкритичной области	76
3.5.Выводы по главе 3	78
ГЛАВА 4. ВЛИЯНИЕ СРЕДНЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА КОНВЕКЦИЮ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ	80
4.1.Свойства исследуемого образца магнитной жидкости и основные параметры рабочей полости	80
4.2.Методика проведения эксперимента	82
4.3.Обработка результатов измерений	82
4.4.Порог возникновения конвекции	84
4.5.Карта конвективных режимов	86
4.6.Структура и спектральные свойства конвективных течений	88
4.7.Выводы по главе 4	93
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	95
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	97

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность и степень разработанности темы исследования

Изучение тепловой конвекции в магнитной жидкости, изначально, было мотивировано возможностью управлять процессами теплопередачи при помощи внешнего магнитного поля. Исследования термомагнитной конвекции активно проводились в 60-70 годы прошлого века, с целью её применения в устройствах теплопередачи, в том числе в условиях низкой гравитации на космических аппаратах. Однако с появлением тепловых труб, мощность теплопередачи которых в 10-100 раз превышала аналогичную характеристику устройств с магнитными жидкостями, активность исследований термомагнитной конвекции резко упала. Кроме того, высокая цена магнитной жидкости ограничивает её применения в устройствах теплообмена с большими объёмами жидкого теплоносителя. Несмотря на представленные ограничения, исследования конвекции в магнитной жидкости остаются актуальными в связи с разработкой малогабаритных устройств теплообмена, в которых из-за конструктивных особенностей тепловые трубы применить невозможно.

Еще одна причина повышенного интереса к конвекции в коллоидных растворах, включая магнитные жидкости, - седиментация частиц. В коллоидных суспензиях, какими являются магнитные жидкости, действие гравитационного поля Земли на коллоидные частицы приводит к их седиментации, а конкуренция между седиментацией и градиентной диффузией – к формированию барометрического распределения плотности по высоте, подобного распределению молекул воздуха в атмосфере. Масса коллоидных частиц в магнитных жидкостях на четыре – пять порядков превышает массу молекул азота и кислорода, поэтому характерные седиментационные расстояния для частиц измеряются не в километрах, а в сантиметрах. Появляется потенциальная возможность смоделировать в лабораторных условиях конвективные процессы, происходящие в атмосферах Земли и других планет, используя небольшие установки сантиметровых размеров. Такие эксперименты могут показать специфику

конвективных течений, возникающих на фоне барометрического распределения плотности.

В неоднородно нагретых магнитных жидкостях появляется еще один механизм переноса частиц, связанный с термодиффузией частиц. После того, как в экспериментах Ж-К Бакри, Межулиса, Э.Я. Блумса, и в аналитических работах К.И. Морозова в начале 2000-х годов было установлено, что коэффициент термодиффузии частиц в магнитной жидкости на 1-2 порядка выше по сравнению с молекулярными растворами, интерес к задаче о гравитационной конвекции в коллоидных суспензиях существенно вырос. Если иметь в виду термодиффузионное разделение частиц по размерам, то задача об устойчивости механического равновесия неоднородной по температуре магнитной жидкости становится актуальной, т.к. конвекция оказывается нежелательным процессом, стремящимся перемешать неоднородное распределение частиц в объеме.

Еще одна причина интереса к тепловой конвекции в магнитных жидкостях – формирование в коллоидном растворе агрегатов в результате Ван-дер-ваальсовых и магнитодипольных межчастичных взаимодействий и их потенциальное влияние на конвективные течения. С одной стороны, наличие агрегатов в магнитной жидкости может существенно повлиять на пороговое значение числа Рэлея, а с другой – конвективные опыты могут дать дополнительную информацию о свойствах этих агрегатов.

Конвенция в горизонтальном слое исследуется с начала 20-го века, начиная с работ Рэлея (1916) и Бенара (1900, 1901), поэтому в обычных молекулярных жидкостях она изучена основательно. В случае магнитных жидкостей ситуация другая. Большинство методов исследования тепловой конвекции, применимых к обычным жидкостям, не подходят для магнитных жидкостей. В связи с этим степень разработанности темы диссертации остаётся недостаточной для ответов на вопросы, связанные с вышеперечисленными факторами.

Исследования, результаты которых содержатся в диссертации, проводились при поддержке проектов РФФИ № 12-08-31423 мол_а; № 16-31-00040 мол_а и

гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (№ 4022.2014.1).

Цели и задачи диссертационной работы

Основной задачей работы является экспериментальное исследование гравитационной конвекции в подогреваемом снизу горизонтальном слое магнитной жидкости в условиях слабой и умеренной надкритичности с целью получения информации о конвективных течениях, их особенностях, зависимости структуры течения и интегрального теплопереноса от средней температуры и начального состояния магнитной жидкости. Все измерения проведены в нулевом магнитном поле, поэтому магнитные свойства коллоидного раствора проявляются только через магнитодипольные взаимодействия и образование агрегатов.

Научная новизна результатов

В отличие от предыдущих работ по конвекции в магнитных жидкостях в данной диссертационной работе основное внимание сфокусировано на конвекции в области умеренных надкритических режимов $Ra_c < Ra < 3Ra_c$, где Ra_c – критическое число Рэлея, соответствующее неустойчивости механического равновесия относительно слабых возмущений, седиментации агрегатов и интегральном теплотоке через плоский слой магнитной жидкости. В ходе выполнения диссертационной работы получены следующие новые результаты:

1. Разработана, изготовлена и отъюстирована установка с тепловизионной системой, позволяющая визуализировать и измерять поля температур на границе горизонтального слоя магнитной жидкости.
2. Исследована структура конвективных течений в области умеренных чисел Рэлея, обнаружена нестационарная конвекция магнитной жидкости с упорядоченной пространственной структурой.
3. В жидкости с барометрическим распределением частиц и агрегатов по высоте обнаружены конвективные квазирегулярные колебания, с характерным периодом 7–9 мин. В отсутствие барометрического распределения колебания не возникают.

4. Критическое значение числа Рэлея Ra_c увеличивается, а число Ra , соответствующее границе нестационарных режимов, уменьшается примерно на 15 - 20% при повышении средней температуры жидкости с 20 до 55 °С. Это интерпретируется как проявление зависимости седиментации агрегатов от температуры.
5. Несмотря на сложный состав магнитных жидкостей, существование в них седиментационных, диффузионных и термодиффузионных процессов, сложную нестационарную структуру надкритических конвективных течений, интегральный теплоперенос через плоский слой магнитной жидкости в нулевом внешнем магнитном поле однозначно определяется обычным тепловым числом Релея.
6. Показано, что конвективные течения с упорядоченной структурой в околоскритической области чисел Ra возникают из-за присутствия агрегатов, размер которых больше размера отдельных частиц в шесть и более раз.

Теоретическая и практическая значимость работы

Разработанная в рамках диссертационной работы тепловизионная система для исследования конвекции в горизонтальном слое может быть применена в других конвективных задачах. Разработанные для измерения вязкости магнитной жидкости оригинальные датчики уровня позволяют расширить область применения капиллярных вискозиметров на непрозрачные жидкости. Разнообразие конвективных режимов в слое магнитной жидкости в околоскритической области чисел Ra не приводит к их существенному влиянию на интегральный теплоток. Таким образом, при расчете тепловых потоков эти эффекты можно не учитывать.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. схема экспериментальной установки с тепловизионной системой, позволяющая измерять температурные поля на границе слоя магнитной жидкости;
2. зависимость структуры гравитационной конвекции в горизонтальном слое магнитной жидкости от начальных состояний системы;

3. существенное влияние средней температуры на конвективные колебания вблизи порога возникновения конвекции в магнитной жидкости;
4. в режиме развитой конвекции число Нуссельта является однозначной функцией числа Релея в пределах экспериментальной погрешности (2-3%) в широком интервале температур и теплофизических свойств магнитной жидкости;
5. утверждение о том, что формирование нестационарных режимов конвекции с упорядоченной пространственной структурой возможно только при наличии агрегатов, размеры которых больше 60 нм.

Методология и методы диссертационного исследования

При выполнении диссертационной работы использовались современные апробированные методы экспериментального исследования конвекции в магнитной коллоидной жидкости. Экспериментальная установка включала в себя датчик измерения теплового потока и систему тепловизионного наблюдения за конвекцией в горизонтальном слое. Датчик теплового потока состоял из нескольких термопар и твердой теплопроводной прослойки. Тепловизионные измерения поля температур с поверхности магнитного коллоида проводились при помощи тепловизора через стекло из LiF, которое входило в состав рабочей полости в качестве верхней границы и пропускало сквозь себя инфракрасное излучение. Тепловизор с охлаждаемой по циклу Стирлинга матрицей является на данный момент самым современным и чувствительным прибором, позволяющим различать объекты, температуры которых отличаются на $0.02\text{ }^{\circ}\text{C}$ и больше. Ещё одной важной частью системы тепловизионного наблюдения является система термостатирования верхней границы рабочей полости. Это оригинальная разработка автора диссертации. Она позволяет расширить возможности экспериментальной установки при конвективных исследованиях. Для анализа термограмм применялся метод построения трековых изображений. Для пульсаций температуры в точках на поверхности магнитного коллоида строились Фурье-спектры и вейвлет-диаграммы. Для измерения плотности и коэффициента объёмного расширения использовались пикнометры разных объёмов (5, 10, 25

мл), для измерения теплопроводности – стационарный метод плоского слоя. Измерение вязкости производилось с помощью капиллярного вискозиметра ВПЖ-2, оснащенного оригинальными датчиками, которые были разработаны автором для достижения основных целей диссертационной работы.

Обоснованность и достоверность результатов диссертации обеспечивается проведением тестовых и чистовых опытов, а также качественным и количественным согласием с результатами более ранних работ других авторов, изучавших конвекцию в горизонтальном слое обычных жидкостей или в слое магнитной жидкости в другом диапазоне чисел Релея.

Апробация работы

Результаты работы представлялись на следующих конференциях: XVIII и XX Зимней школе по механике сплошных сред (Пермь 2013, 2017); I-IV конференции «Пермские гидродинамические научные чтения» (Пермь 2013, 2014, 2015, 2016); Международной научной конференции «Фридмановские чтения» (Пермь 2013); XLII and XLIV International Summer School – Conference «Advanced Problems in Mechanics» (Санкт-Петербург 2014, 2016); X Всероссийской конференции молодых ученых «Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии» (Новосибирск 2014); Russian conference on Magneto Hydrodynamics (Пермь 2015); Всероссийской научно-практической конференции молодых ученых с международным участием «Математика и междисциплинарные исследования – 2016» (Пермь 2016); Международном симпозиуме «Неравновесные процессы в сплошных средах» в рамках Пермского Естественнонаучного форума «Наука и глобальные вызовы XXI века» (Пермь 2017); VI Российской конференции «Многофазные системы: модели, эксперимент, приложения» (Уфа 2017).

Личный вклад

Постановка задач и анализ результатов экспериментов, описанных в главах 2 и 3, осуществлялись автором совместно с научным руководителем Путиным Г.Ф. Анализ результатов эксперимента из главы 4 проводился автором при непосредственном участии научного руководителя Пшеничникова А.Ф. Автор

разрабатывал, конструировал и настраивал все используемые в диссертационном исследовании измерительные системы (систему тепловизионного наблюдения, датчик теплового потока, модернизированный капиллярный вискозиметр ВПЖ-2 и др.). В ряде случаев в проведении конвективных экспериментов кроме автора участвовали студенты физического факультета ПГНИУ. Автором лично разрабатывались и реализовывались алгоритмы обработки результатов измерений.

Публикации

Результаты исследований по теме диссертации опубликованы в 20 печатных работах [1]–[20]. Из них 2 статьи опубликованы в журнале, входящем в первую четверть Web of Science, Scopus и рекомендованном ВАК, 3 статьи – в журнале с ненулевым импакт-фактором, входящем в седьмой дециль РИНЦ, 3 статьи – в различных сборниках докладов и материалах конференций, 12 работ – в тезисах докладов конференций..

Объём и структура диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, заключения и списка литературы, включающего 200 наименования. Работа изложена на 115 листах и содержит 46 рисунков и 5 таблиц.

В первой главе дается обзор литературы по теме диссертации. Сначала описываются состав и структурные особенности магнитных жидкостей. Затем большое внимание уделяется второму из ключевых понятий всей работы – гравитационной конвекции. Рассматриваются исследования, посвящённые изучению гравитационной конвекции в горизонтальном слое однокомпонентной, бинарной, многокомпонентной молекулярной и магнитной жидкостей.

Вторая глава посвящена разработке и реализации установки для экспериментального исследования гравитационной конвекции в горизонтальном слое магнитной жидкости с использованием высокочувствительного тепловизора. Приводится описание метода и разработанной системы тепловизионного наблюдения. Представлены результаты тестовых конвективных экспериментов с использованием однокомпонентных (гексадекана и ундекана) и

многокомпонентной (трансформаторного масла) молекулярных жидкостей. Описываются конвективные режимы, наблюдаемые в перечисленных жидкостях при подогреве снизу с ростом числа Рэлея Ra . Так же во второй главе уделено внимание вязкости исследуемых магнитных жидкостей. Описывается разработанный и используемый при измерениях вязкости специальный датчик уровня, который чувствителен к изменению теплопроводности окружающей его среды. Подробно обсуждаются экспериментальная установка и методика измерения вязкости. Приводятся значения коэффициентов вязкости всех образцов магнитных жидкостей при температурах 20, 30, 40 и 50 °С. Для сравнения результатов эксперимента с известными моделями построены графики зависимости эффективной вязкости магнитных жидкостей от «гидродинамической» концентрации коллоидных частиц. Методом подгонки, с использованием двух подгоночных коэффициентов, получен ряд модификаций формулы Чонга для количественного описания концентрационной зависимости вязкости исследуемых образцов.

Третья глава посвящена экспериментальному исследованию гравитационной конвекции в горизонтальном слое керосиновой магнитной жидкости с 14%-ным объёмным содержанием магнетитовых частиц, средний размер которых составляет 10 нм. Проведенные в эксперименте опыты делятся на две серии, отличающиеся друг от друга выбором начального состояния жидкости. Перед проведением измерений в серии №1 жидкость в течение двух недель находилась в неподвижном состоянии (механическом равновесии), после чего постепенно увеличивался перепад температур на границах слоя от 0 до 12 °С. В серии опытов №2 жидкость предварительно перемешивалась в течение двух суток посредством конвекции, возникающей при перепаде температур на границах слоя равном 12 °С. Далее значение перепада температур постепенно уменьшалось до 0 °С. В обеих сериях средняя температура магнитной жидкости в слое составляла 30 ± 1 °С. Представленные результаты двух серий опытов позволили выявить основные типы конвективных течений в горизонтальном слое вблизи порога устойчивости механического равновесия. Показано, что последовательности

конвективных режимов, наблюдаемых в диапазоне чисел Рэлея от 0 до $4.6 \cdot 10^3$, зависят от начального состояния жидкости. В серии опытов №1 зафиксировано три режима конвекции: I – механическое равновесие жидкости; II – упорядоченное движения температурных возмущений вдоль горизонтального слоя; III – нерегулярное поведения конвективных ячеистых структур. При проведении опытов из серии №2 наблюдалась другая последовательность конвективных режимов: I – механическое равновесие; IV – режим крупномасштабного вихревого течения; III – режим нерегулярного поведения. Проведен спектральный анализ температурных возмущений в области режима II и III. Показано, что зависимость конвективных процессов, наблюдаемых в горизонтальном слое магнитной жидкости, от ее начального состояния, связана с образованием и седиментацией агрегатов.

В рамках **четвёртой главы** проведен эксперимент по изучению влияния средней температуры магнитной жидкости на характеристики колебательных режимов конвекции в горизонтальном слое ундекановой магнитной жидкости, у которой объёмная доля магнетитовой твёрдой фазы составляет 14% от общего объёма образца, а средний размер частиц равен 9 нм. Проведено несколько серий конвективных опытов при разных средних температурах жидкости (от 20 до 55 °C с шагом 5 °C). Построены графики зависимости числа Нуссельта Nu от числа Рэлея Ra и получены графические изображения поля температуры (термограммы) с верхней границы слоя. В исследовании зафиксирован конвективный режим, при котором наблюдалась слабо меняющаяся во времени пространственная организация конвективных структур. Каждая отдельная структура состояла из нисходящего устойчивого потока в центре структуры и неустойчивых восходящих потоков по краям. Построена карта режима, на которой объединены данные всех опытов. Показано, что с увеличением средней температуры магнитной жидкости диапазон значений Ra режима, сокращается. Показано, что зависимость конвективных процессов, наблюдаемых в горизонтальном слое магнитной жидкости, от средней температуры, связана с образованием и седиментацией агрегатов.

В **заключении** представлены основные результаты и выводы диссертационной работы, приведены рекомендации и перспективы дальнейшего исследования гравитационной конвекции в горизонтальном слое магнитной жидкости.

ГЛАВА 1. КОНВЕКЦИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ СЛОЕ

Конвекция – это макроскопический динамический процесс, возникающий в газообразных и жидких средах. Его значение в природе и технике велико. Исследования конвекции ведутся с середины восемнадцатого века, поэтому в этом направлении существует много работ. К настоящему моменту разработаны основные, как теоретические, так и экспериментальные методы исследования конвекции. Задача о конвекции в горизонтальном слое или конвекции Рэлея-Бенара является наиболее изученной из всех конвективных задач. Интерес к этой задаче возрастает каждый раз, как появляется новый вид искусственно созданной жидкой среды с необычными свойствами в сравнении с природными средами. К таким искусственным средам относится магнитная жидкость, которая была впервые синтезирована Пейпеллом в 60-х годах прошлого века [21]. Сохраняя свойство текучести, магнитная жидкость обладает дополнительным полезным свойством – способностью взаимодействовать с магнитным полем.

Магнитная жидкость является коллоидом, т.е. имеет двухфазный состав: твёрдые магнитные частицы и жидкость-носитель. Твёрдые частицы имеют нанометровый размер, что позволяет им оставаться взвешенными в основном объеме коллоида за счёт ощутимого воздействия со стороны набегающих на частицы молекул жидкости-носителя. При изготовлении магнитной жидкости обязательной процедурой является стабилизация частиц, т.е. создания механизма по предотвращению их слипания между собой за счёт межмолекулярных Ван-дер-ваальсовых сил притяжения и магнитных диполь-дипольных взаимодействий. Одним из таких механизмов является стерическое отталкивание между длинными молекулами поверхностно-активного вещества (ПАВа), которые одним концом присоединяются к частице и образуют на её поверхности защитный слой. Этот и другие способы стабилизации магнитных коллоидных систем описаны в монографиях [22-26]. В них же разбираются основные свойства и технические приложения магнитных жидкостей.

Параллельно с Пейпеллом, который синтезировал магнитные жидкости, группа учёных под руководством Розенцвейга занималась построением теоретических основ устойчивости магнитной жидкости и ее динамики [27-31]. Розенцвейг развивал теоретические представления о движении магнитной жидкости и объединил их в одно направление, которое назвал «Феррогидродинамика» [22]. В рамках этого направления так же была рассмотрена задача о тепловой конвекции в магнитной жидкости. Исследователей того времени (60-70-е годы прошлого века) интересовало исключительно влияние внешнего магнитного поля на конвективную устойчивость.

Первые теоретические модели термомагнитной конвекции [32-39] имели ряд серьёзных упрощений, несмотря на которые, эти модели позволили описать термомагнитный механизм возбуждения конвекции. Чтобы объяснить данный механизм, рассмотрим в качестве примера горизонтальный слой магнитной жидкости, помещенный в неоднородное магнитное поле. Градиент напряжённости поля перпендикулярен слою. Если температура магнитной жидкости во всех точках одинакова, то конвекция не возникает. Возбуждение термомагнитной конвекции происходит в присутствии градиента температуры благодаря температурной зависимости намагниченности жидкости. На все элементы жидкости со стороны магнитного поля действует объёмная сила. Действие магнитной силы на более холодные элементы магнитной жидкости, которые намагничиваются сильнее, будет больше, чем на более тёплые элементы, которые намагничиваются слабее. В итоге в слое магнитной жидкости с сонаправленными градиентами температуры и напряжённости поля возникают конвективные процессы, аналогичные случаю термогравитационной конвекции в подогреваемом снизу горизонтальном слое молекулярной жидкости.

Первые попытки экспериментального исследования термомагнитной конвекции в горизонтальном слое [40-43] проводились во внешнем однородном магнитном поле, что, на первый взгляд, должно было дать возможность сопоставить результаты этих работ с одной из существовавших на тот момент теоретической моделью [33]. Но сравнение результатов эксперимента с теорией в

одном случае [40, 41] привело к противоречиям, а в другом [42, 43], несмотря на согласие результатов с теорией, оставило много сомнений из-за большой погрешности методов экспериментального исследования, используемых в этих работах при определении порога устойчивости механического равновесия. Изучение свойств магнитной жидкости позволило установить возможные причины противоречий, которых оказалось немало. Установлено, что вязкость магнитной жидкости зависит от напряжённости внешнего магнитного поля. Данный магнитовязкий эффект был хорошо изучен в [44-49]. Рассмотрено его влияние на тепловой поток при термомагнитной конвекции в горизонтальном слое [50]. При экспериментальном исследовании термомагнитной конвекции не стоит пренебрегать влиянием таких эффектов, как термодиффузия и седиментация, свойственных любым коллоидным системам. Эксперименты [51-54] показали, что магнитные жидкости могут обладать сильными термодиффузионными свойствами: коэффициент термодиффузии в этих жидкостях на два порядка превышает таковой в молекулярных растворах [55-57]. Исследование термомагнитной конвекции с учётом эффекта термодиффузии проводилось в работах [58-61]. Явление седиментации в магнитных жидкостях приводит к барометрическому расслоению магнетитовых частиц по высоте горизонтального слоя [62, 63]. Неоднородное распределение концентрации частиц в пределах слоя вызывает неоднородности намагниченности, что в свою очередь влияет на порог возникновения термоманитной конвекции [64].

Задача о конвекции магнитной жидкости в самой общей постановке, учитывающей все возможные механизмы ее возбуждения, очень сложна, поэтому в настоящей работе не рассматривается термомагнитный механизм, приводящий к конвективной неустойчивости. Автор ограничивается изучением гравитационной конвекции магнитной жидкости. Далее более подробно проводится обзор работ, связанных с гравитационной конвекцией в жидких средах, заполняющих плоский горизонтальный слой.

1.1. Однокомпонентные жидкости

Научное исследование конвективных процессов в жидких средах началось с задачи о конвекции в горизонтальном слое однокомпонентной жидкости. Эта задача в литературе известна как задача Рэлея-Бенара. На данный момент уже существует ряд обзорных статей и монографий [65-71], которые посвящены задаче Рэлея-Бенара.

Первый обзор конвекции в горизонтальном слое жидкости был сделан Чендасекаром в монографии [65], которая была посвящена задачам гидродинамической и гидромагнитной устойчивости. В ней подробно описывается теория гидродинамической устойчивости подогреваемого снизу горизонтального слоя жидкости, разработанная Рэлеем [72]. Рэлей показал, что устойчивость слоя жидкости при его подогреве снизу зависит от значения безразмерного параметра:

$$Ra = \frac{g\beta_T}{\chi\nu} \nabla T \cdot h^4, \quad (1)$$

где g – ускорение свободного падения; β_T – коэффициент теплового расширения жидкости; χ – температуропроводность; ν – кинематическая вязкость; h – толщина слоя. Позже этот безразмерный параметр назвали числом Рэлея. Устойчивость неподвижного состояния жидкости теряется, когда Ra достигает критического значения Ra_c . Плотность элементов жидкости, находящихся вблизи нижней более горячей границы слоя, меньше, чем плотность более холодных элементов вблизи верхней границы слоя. На лёгкие элементы действует сила, которая пытается вытолкнуть их на поверхность слоя. Но этого не происходит из-за того, что градиент температуры параллелен и сонаправлен действию силы тяжести. Из теории устойчивости такое состояние жидкости является условно устойчивым, т.е. устойчивость неподвижного состояния, как уже было сказано ранее, сохраняется, если число Ra не превышает критического значения Ra_c . При значениях Ra , превышающих Ra_c , устанавливается стационарное движение жидкости, организующееся в упорядоченные структуры (ячейки или валы).

Экспериментально этот факт впервые установил Бенар [73, 74], который наблюдал за возникновением конвекции в тонком миллиметровом слое спермацета, парафина и других жидкостей.

Критическое значение Ra_c зависит от постановки задачи, которая может отличаться граничными условиями, свойствами жидкости и т.д. Теоретическое решение задачи Рэля-Бенара для однородной однокомпонентной жидкости позволяет получить следующие значения Ra_c : для двух (верхней и нижней) свободных границ слоя $Ra_c = 657.5$ ([72, 76]); для двух твёрдых непроницаемых границ $Ra_c = 1707.8$ ([75-77]); для свободной и твёрдой границ $Ra_c = 1100.65$ ([75, 76]). Экспериментальное подтверждение приведённых значений осуществлялось разными методами. Бенар визуально наблюдал за конвекцией в слое, т.к. верхняя граница в его экспериментах была свободной. В случае твёрдых, идеально теплопроводных границ в эксперименте используются металлические (чаще всего медные) пластины, которые и выполняют функцию границ. При таком экспериментальном исполнении визуально наблюдать за конвекцией невозможно. Метод Шмидта-Мильвертона [78] для горизонтального слоя воды с твёрдыми непрозрачными для видимого излучения границами позволил определить порог возникновения конвекции ($Ra_c = 1770 \pm 140$) по графику зависимости перепада температур между границами слоя жидкости от квадрата силы тока теплового источника, подогревающего слой снизу. С использованием подобных методов были проведены другие работы [79-83]. Они показали, что критическое число Рэля с учётом погрешности эксперимента совпадает с теоретическим значением для таких разных по своим свойствам жидкостей, как вода, силиконовые масла, гептан, ртуть и др.

Конвективные течения в слое жидкости имеют структуру, описание которой в литературе производится посредством такого геометрического объекта, как планформа. Она образуется в результате проецирования на горизонтальную плоскость точек, где скорость элементов жидкости перпендикулярна слою. Выделяют три вида планформ: валы, шестиугольные и квадратные ячейки. В первых теоретических работах [84-87] по изучению конвективных течений в

горизонтальном слое были разработаны методы и с их помощью получены область устойчивости течений с различными планформами, характерные волновые числа, зависимость амплитуды скорости от управляющего параметра и др. Использование различных экспериментальных методов, рассмотренных в работах [88-90], позволило установить, что для однокомпонентной жидкости конвекция, в основном, имеет валиковую структуру при относительно небольших значениях Ra . Вали в первом приближении являются двумерными течениями. Анализ структуры двумерного валикового течения был так же проведён в численном эксперименте [91]. Конвекция Рэлея-Бенара с ячеистыми планформами вблизи порога устойчивости механического равновесия может возникнуть из-за ряда факторов, обзор которых приведен в монографии [69]. Одним из таких факторов является сильная температурная зависимость вязкости жидкости. Она характерна, в том числе, и для магнитных жидкостей. Их конвекция исследуется в настоящей диссертационной работе.

1.2. Бинарная и многокомпонентная молекулярные смеси

В смеси с несколькими молекулярными компонентами возникают дополнительные диффузионные механизмы неустойчивости механического равновесия жидкости, которые могут привести, как к понижению порога устойчивости механического равновесия, так и его повышению. Диффузия – это молекулярный процесс переноса компонентов смеси, в случаях, когда присутствуют неоднородности их концентрации. Диффузионные потоки вещества стремятся выровнять неоднородности концентрации. Если смесь еще и неоднородно нагрета, то к простой диффузии добавляется более слабый термодиффузионный эффект или эффект Соре [92].

В горизонтальном слое бинарной жидкости, как показано в (2), градиент плотности может быть образован двумя способами: градиентом температуры и градиентом концентрации.

$$\nabla \rho = \frac{\partial \rho}{\partial T} \nabla T + \frac{\partial \rho}{\partial C} \nabla C. \quad (2)$$

В (2) первое слагаемое $(\frac{\partial \rho}{\partial T} \nabla T)$ определяет градиент плотности, созданный градиентом температуры, а второе $(\frac{\partial \rho}{\partial C} \nabla C)$ – градиент плотности, созданный градиентом концентрации. Конвективные задачи, в которых одновременно присутствуют градиенты температуры и концентрации, в зарубежной литературе называются задачами с двойной диффузией (диффузией тепла и вещества). Изначально они применялись для описания океанографических эффектов, возникающих в солёной воде [93, 94], но позже появились другие приложения, которые можно найти в обзорных работах [95, 96]. В работе [97] приводится система уравнений, описывающих конвекцию с двойной диффузией в горизонтальном слое бинарной жидкости в приближении Буссинеска. Эта система учитывает оба вклада в градиент плотности, что приводит к введению дополнительного управляющего параметра – концентрационного числа Рэлея:

$$Ra_c = \frac{g \beta_c}{D\nu} \nabla C \cdot h^4, \quad (3)$$

где D – коэффициент диффузии; β_c – коэффициент, определяющий зависимость плотности жидкости от концентрации. В результате линейного анализа и численных расчётов [97-99] были построены нейтральные кривые и установлено, что с потерей устойчивости механического равновесия слоя бинарной жидкости могут возникать не только монотонные, но колебательные режимы конвекции.

Наличие термодиффузионных эффектов и их учёт при теоретическом исследовании концентрационной конвекции усложняет постановку задач с двойной диффузией. Термодиффузия – это явление разделения компонент смеси из-за присутствующих неоднородностей температуры. Практическое использование термодиффузионных процессов перечислено в обзоре [100]. Общий поток одного из компонентов бинарной смеси с учётом термодиффузии определяется следующим образом:

$$\vec{j} = -\rho_0 (D \nabla C + D_T C_0 (1 - C_0) \nabla T), \quad (4)$$

где ρ_0 – плотность смеси при средней температуре и концентрации; D_T – коэффициент термодиффузии; C_0 – средняя концентрация компонента смеси. Согласно (4), поток компонента смеси возникает в горизонтальном слое бинарной жидкости, подогреваемом сверху или снизу, даже в отсутствии постоянного перепада концентрации на границах слоя, который в обязательном порядке имеет место в задачах с двойной диффузией [93-99]. В случае механического равновесия этот термодиффузионный поток постепенно исчезнет ($j=0$), и в слое бинарной жидкости устанавливается постоянный градиент концентрации:

$$\nabla C = -\frac{D_T}{D} C_0 (1 - C_0) \nabla T \quad (5)$$

Отношение $S_T = D_T/D$ называют коэффициентом Соре. Коэффициент Соре для молекулярных смесей принимает значение порядка 10^{-3} K^{-1} [55-57].

В природе встречаются два типа термодиффузии: нормальная и аномальная. При нормальной термодиффузии менее плотные (лёгкие) компоненты смеси движутся в тёплые области, а более плотные (тяжёлые) – в холодные области. При аномальной термодиффузии ситуация противоположная. Если написать выражения (2)-(5) для лёгкой компоненты, как это сделано в теоретических работах [66, 101], то при нормальной термодиффузии D_T и S_T будут отрицательными, а при аномальной – положительными. Для тяжёлой компоненты, наоборот, D_T и S_T – положительные коэффициенты при нормальной термодиффузии и отрицательные при аномальной. Линейный анализ устойчивости механического равновесия горизонтального слоя бинарной жидкости проделали авторы работ [102-105]. В [103, 105] применялся безразмерный параметр ψ , равный отношению концентрационного и температурного градиентов плотности (отношению второго слагаемого к первому из (2)). Параметр ψ в случае чисто термодиффузионного возникновения градиента концентрации в слое может быть определён по формуле:

$$\psi = -S_T C_0 (1 - C_0) \frac{\beta_C}{\beta_T}, \quad (6)$$

Параметр ψ называют отношением разделения. Независимо от того, с каким компонентом смеси мы работаем (легким или тяжёлым), $\psi > 0$ при нормальной термодиффузии и $\psi < 0$ при аномальной термодиффузии. Результаты теоретических и экспериментальных работ [102-106] показали, что влияние нормальной термодиффузии на возбуждение конвекции в подогреваемом снизу горизонтальном слое приводит к понижению порога устойчивости механического равновесия, а влияние аномальной термодиффузии – к повышению.

Характер возникающих конвективных течений в горизонтальном слое бинарной жидкости зависит от вида термодиффузии. Изучение влияния аномальной термодиффузии началось с обнаружения в 8-ми процентной водной смеси этилового спирта режима бегущих волн [107-111]. Эксперименты [112, 113] показали, что бегущие волны могут иметь как простую, так и более сложную форму с пространственно-временной модуляцией. Использование рабочей полости в форме кольца [114-116] позволило более детально изучить данный режим, в частности, выявить рост периода наблюдаемых волн с увеличением Ra . Численные расчёты [117-122], сделанные позднее, воспроизвели результаты экспериментов [107-116], показали внутреннюю структуру конвективного течения и позволили установить границы существования режима бегущих волн для разных значений ψ .

Структура конвективных течений, реализующаяся в горизонтальном слое бинарной жидкости с нормальной термодиффузией, отличается от структуры течений в случае аномальной термодиффузией. Эксперименты [123, 124] с молекулярными растворами этилового спирта в воде показали, что с потерей устойчивости механического равновесия сначала возникают слабые конвективные течения, структуру которых не удалось на тот момент установить. Далее с ростом числа Рэлея фиксировалась следующая последовательность режимов: 1) стационарная конвекция с квадратными планформами; 2) колебательная конвекция с последовательной сменой во времени планформ течения (валы-ячейки-валы-...); 3) стационарная конвекция с Рэлеевскими двумерными валами.

Позднее такая же последовательность режимов была воспроизведена в результате численного 3D моделирования конвекции бинарной жидкости в горизонтальном слое [125]. Используя математический аппарат теории бифуркаций, авторы работ [126, 127] определили, что решение уравнений конвекции бинарной жидкости с нормальной термодиффузией допускает кроме известных квадратных ячеек и двумерных валов ещё одну планформу, которой они дали название «скрещенные валы» (crossrolls). Авторы численных работ [128-131] предложили представить конвективные течения для всех трёх перечисленных в [126, 127] видов планформ, как суперпозицию двух ортогональных наборов прямых параллельных валов. Структуры с квадратными планформами формируются при равной интенсивности течений в наборах, «скрещенные валы» – при разной и ненулевой интенсивности в наборах, а простые двумерные валы – при нулевой интенсивности одного из наборов. Так же в [128-131] построены фазовые диаграммы устойчивых конвективных состояний.

Смешение более двух молекулярных компонент увеличивает количество диффузионных параметров. Теория конвекции многокомпонентной молекулярной жидкости продолжает развиваться. Обзор последних достижений в данном направлении можно найти в монографии [132]. Каждая компонента смеси имеет свой набор диффузионных коэффициентов, но для всей смеси вводятся общие или суммарные параметры. Одним из таких параметров является суммарное отношение разделения:

$$\Psi = \sum_{i=1}^N \psi_i \quad (7)$$

где ψ_i – отношение разделения i -го компонента; N – число компонентов в смеси. Если $\Psi < 0$, то многокомпонентная смесь ведёт себя так же, как бинарная жидкость с аномальной термодиффузией, если $\Psi > 0$, то – как бинарная жидкость с нормальной термодиффузией. Эти выводы подтверждают результаты численного исследования конвекции в тройной смеси [133] и конвективного эксперимента с силиконовым маслом [134], которое в полной мере можно считать многокомпонентной молекулярной смесью.

1.3. Магнитные жидкости

Магнитные жидкости – это коллоидные системы, состоящие в первом приближении из двух компонентов: жидкость-носитель и твёрдые частицы нанометровых размеров. В отсутствие внешнего магнитного поля магнитные жидкости по своим свойствам относятся к более общему классу жидких сред, коллоидным суспензиям (или наножидкостям). В первых теоретических работах [135-139] по изучению конвективных процессов в суспензиях авторы предложили использовать уже разработанную модель конвекции бинарной молекулярной жидкости, но для другой области материальных параметров. Наножидкости в сравнении с молекулярными смесями имеют более сильные термодиффузионные и более слабые диффузионные свойства ($S_T \approx 10^{-1} \text{ K}^{-1}$, $D \approx 10^{-11} \text{ м}^2\text{с}^{-1}$ [140, 141]). В работе [135] проведён теоретический анализ уравнений конвекции в горизонтальном слое бинарной смеси с использованием материальных параметров магнитных жидкостей. Авторы спрогнозировали новый тип конвективных автоколебаний, возникающих благодаря сильному эффекту Соре в магнитных жидкостях. Численные расчёты [137] обнаружили переходные конвективные колебания в слое коллоидной суспензии, которые после своего возникновения затухают через некоторое время. Среди ряда конвективных экспериментов с наножидкостями [142-150] стоит выделить работу [149], в которой авторы наблюдали переходный колебательный режим в коллоидной суспензии с отрицательным отношением разделения при подогреве снизу. Возбуждение течений переходного режима происходило в диапазоне $2200 \leq Ra < 3400$. Переходные конвективные колебания, так же как и в [137], существовали в течение некоторого времени (10^4 - 10^6 с), затем затухали и сменялись механически равновесным состоянием. Экспериментальное пороговое значение $Ra_c = 3400$, определяющее переход между режимами ограниченных и постоянных во времени колебаний, оказалось почти в 2 раза больше аналогичного значения в численных расчётах [137]. Отсутствие количественного соответствия результатов эксперимента и численных расчётов показало неполноценность

использования моделей, разработанных для бинарных молекулярных смесей, при исследовании коллоидных суспензий.

В ряде работ [151-155] взвесь твёрдых частиц представлялась в виде сплошной среды проникающей в другую сплошную среду – жидкость или газ. Такой подход позволил объяснить влияние мелких частиц (пудры, дыма и др.), используемых для визуализации течений, на устойчивость этих течений. В объёме коллоидной суспензии частицы удерживаются, благодаря тепловому движению молекул жидкости-носителя, а диффузия и термодиффузия приводят к неоднородным распределениям плотности. В модели двух взаимопроникающих сред исключается броуновский характер движения твёрдых частиц и не учитываются диффузионные процессы, поэтому данная модель для описания течений коллоидной суспензии в теоретических работах, как правило, не применяется.

Более ранний эксперимент [156] с конвективной петлёй показал, что в магнитной жидкости с нормальной термодиффузией при подогреве снизу конвекция возбуждается жёстко с гистерезисом из-за барометрического распределения коллоидных частиц в гравитационном поле Земли (эффект седиментации). К тому же, в уже упомянутом эксперименте [149] авторы уделяли большое внимание седиментации, которая искажала начальное однородное распределение частиц по высоте горизонтального слоя. Используя изложенное в учебном пособии [157] описание процесса диффузии взвешенных в жидкости частиц, авторы теоретических и численных работ [158-162] добавили ещё одно седиментационное слагаемое в выражение для потока тяжёлого компонента (твёрдых частиц) и переписали систему уравнений конвекции коллоидной суспензии, учитывая эту поправку. Седиментационное слагаемое потока вещества выглядит следующим образом:

$$\vec{j}_{сед} = -\rho_0 C \frac{D}{l} \vec{e}, \quad (8)$$

где l – седиментационная длина; \vec{e} – единичный вектор, направленный против силы тяжести, C – концентрация частиц (массовая доля частиц в слое). Учёт

дополнительного эффекта привёл в [158-162] к появлению нового управляющего параметра – числа Больцмана (или барометрическое число):

$$B = \frac{g\beta_c}{v\chi} \cdot \frac{\varphi_*}{l} \cdot h^4, \quad (9)$$

где φ_* – объемная доля частиц вблизи нижней границы слоя. Массовая и объемная доли частиц связаны соотношением: $C = \frac{\rho_p}{\rho} \varphi$, где ρ_p – плотность частиц, ρ – плотность коллоидной суспензии. Число Больцмана, по сути, это концентрационное число Рэлея, для которого градиент концентрации создаётся при действии на коллоидные частицы гравитационного поля. Результаты работ [158-162] показали, что явление седиментации оказывает стабилизирующий эффект на механическое равновесие коллоидной суспензии независимо от вида термодиффузии. Существенное отличие от конвективного поведения молекулярных смесей было зафиксировано при нормальной термодиффузии. Возбуждение конвекции в коллоидных суспензиях с $\psi > 0$ происходило жёстко с гистерезисом, а так же вблизи порога наблюдался режим бегущих волн [160-162], который в бинарной молекулярной смеси возникал только при $\psi < 0$.

В экспериментальной и теоретической работе [148] был предложен другой способ моделирования эффекта седиментации. Автор показал, что в подогреваемом снизу горизонтальном слое коллоидной суспензии с нормальной термодиффузией перераспределение твёрдых частиц в суспензиях в случае неподвижного равновесного состояния зависит от параметра

$$\beta = (v_s - v_T) \frac{h}{D} \quad (10)$$

где v_s – седиментационная скорость оседания частиц, v_T – термодиффузионная скорость движения частиц вверх против градиента температуры. То, какая из скоростей v_s или v_T больше, определяет преимущество одного из явлений, седиментации или термодиффузии, соответственно. В ряде теоретических работ [163-166] β использовался в качестве управляющего параметра, от которого зависело пороговое значение числа Рэлея (Ra_c), волновое число (k_c) и др. Как было

показано в [164] для коллоидной жидкости с частицами наноразмеров и пренебрежимо малым коэффициентом теплового расширения (когда ее конвективное движение за счет градиента температуры выражено слабо), пороговые значения параметров, полученных на основе модели твердых частиц, согласуются с пороговыми значениями, найденными с помощью модели бинарной смеси. В последнем случае анализировалась конвективная устойчивость коллоидной жидкости с большим положительным отношением разделения при наличии эффекта Соре. Авторы работы [165, 166] продолжили исследования [164], рассмотрев влияние градиента температуры и зависимости коэффициентов вязкости и диффузии от концентрации на устойчивость равновесия жидкости. Они обнаружили, что увеличение коэффициента вязкости жидкости и уменьшение коэффициента диффузии из-за присутствия частиц оказывают общее дестабилизирующее действие на порог возбуждения конвекции.

Термодиффузионные и седиментационные свойства сильно зависят от размера коллоидных частиц. Несмотря на то, что частицы в изначально изготовленном коллоиде имеют наноразмеры, эффективный размер частиц в коллоидных жидкостях, используемых на практике, может быть в десятки или сотни раз больше за счет их агрегации. Например, измеренный в [148] эффективный размер частиц оксида алюминия, взвешенных в воде, составил 250 нм, а не 20 нм, как это было первоначально указано производителем. Коллоидные магнитные частицы могут также объединяться в устойчивые структуры (агрегаты), форма которых зависит от условий, при которых происходит агрегация. Цепочечные агрегаты, состоящие из нескольких десятков частиц, образуются, в основном, при наличии внешнего магнитного поля из-за магнитных диполь-дипольных межчастичных взаимодействий [167]. В отсутствие магнитного поля тепловая энергия превышает энергию магнитного диполь-дипольного взаимодействия для основной массы частиц с размерами магнитного ядра 10-12 нм, и цепочечные агрегаты практически не возникают. Относительно небольшое количество цепочечных агрегатов может присутствовать в магнитной жидкости из-за ее полидисперсности. В работе [168] предложена бидисперсная

модель жидкости, состоящей, в основном, из частиц с размером магнитного ядра 10 нм и некоторого количества более крупных частиц (с размером магнитного ядра около 16 нм). Оценены распределения цепочек агрегатов по числу крупных частиц в них и некоторые реологические свойства магнитных жидкостей. В других работах [169, 170] авторы выдвигают гипотезу о том, что в отсутствие магнитного поля большинство агрегатов в магнитной жидкости имеет квазисферическую форму. Квазисферические агрегаты формируются в результате воздействия короткодействующих сил притяжения между молекулами, возникающих при наличии дефектов в слое поверхностно-активного вещества, покрывающем твердую частицу. Размер и количество частиц в агрегате также зависят от характеристик потоков, которые могут присутствовать в магнитной жидкости. В работах [48, 49] экспериментально зафиксирована связь между скоростями сдвига и реологическими свойствами магнитной жидкости. В частности, установлена сильная зависимость вязкости жидкости от скорости сдвига в магнитном поле, а также ослабление в разы магнитовязкого эффекта [44-49] при больших значениях скоростей сдвига.

Экспериментальное наблюдение режимов конвекции вблизи порога неустойчивости механического равновесия является сложной задачей, так как неоднородности температур или скоростей вблизи порога очень слабые. Для этих целей в случае прозрачных жидких сред в основном используются чувствительные оптические методы. Магнитная жидкость – это непрозрачная коллоидная суспензия, поэтому оптические методы неприменимы. В упомянутой выше работе [43] по исследованию термомагнитной конвекции в горизонтальном слое визуализация тeneвым методом производилась не напрямую, а посредством стеклянной пластины, контактирующей с магнитной жидкостью. Гравитационная конвекция в горизонтальном слое магнитной жидкости в отсутствие внешнего магнитного поля исследовалась в экспериментах [171-174]. Термопарные измерения теплового потока в слое были проведены для трех толщин слоя $h = 2, 3.5$ и 5 мм. При $h = 2$ мм конвекция возбуждалась мягко без гистерезиса, а при $h = 3.5$ и 5 мм изменение числа Нуссельта с перепадом температур на границах

слоя зависело от предыстории опыта. Конвекция в этом случае возникала жестким образом. В экспериментах [171-173] была также изучена временная эволюция полей температуры с поверхности коллоида и показано, что при некотором значении надкритичности фиксируется нерегулярное движение конвективных валов, образующихся в объеме жидкости в условиях неоднородного нагрева. Визуализация полей температуры производилась при помощи термочувствительной жидкокристаллической пленки по методу, который впервые был использован в работе [175].

ГЛАВА 2. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА, АППАРАТУРА И ТЕСТОВЫЕ ОПЫТЫ

Существует ряд методов исследования, позволяющих получить информацию о полях скорости и температуры в жидкостях и газах. К ним можно отнести теневые, PIV, интерферометрические методы. Все эти методы обладают высокой чувствительностью, но могут быть использованы только для прозрачных жидкостей. Они не подходят для исследования течений в магнитной жидкости, т.к. эта жидкость непрозрачна. Таким образом, на данный момент стоит вопрос о разработке и применении других способов получения информации о поле температуры и скорости в магнитных жидкостях.

Тепловизионная техника позволяет проводить измерения полей температуры. Тепловизор – прибор, который улавливает инфракрасное излучение, преобразует его в электрический сигнал. Его анализ даёт информацию о поле температуры с поверхности исследуемых объектов. Современные тепловизоры с охлаждаемыми полупроводниковыми матрицами различают объекты, температуры которых отличаются на $0.02\text{ }^{\circ}\text{C}$. Такая высокая чувствительность делает тепловизор перспективным прибором для изучения слабых по интенсивности процессов в жидкостях и газах [176-183].

Результаты измерений в конвективных экспериментах с магнитной жидкостью сложно интерпретировать и практически невозможно сравнивать с другими исследованиями в отсутствие информации об основных физических свойствах исследуемых образцов. Для этих магнитных жидкостей наиболее чувствительным к изменению температуры и концентрации магнетитовых частиц параметром является вязкость. Поэтому измерениям этого свойства в диссертационном исследовании уделено дополнительное внимание.

2.1. Тепловизионные методы исследования конвекции

Модель горизонтального слоя удобна для изучения конвективных процессов и в случае эксперимента представляется рабочей полостью,

вертикальный размер которой много меньше её горизонтальных размеров. Рабочая полость состоит из верхней, нижней и боковых границ. Материал, необходимый для изготовления этих границ, зависит от требуемых граничных условий исследуемой задачи. В наших экспериментах верхняя и нижняя границы должны быть изотермическими и непроницаемыми. Выполнение этих условий в реальном эксперименте возможно в том случае, если границы полости сделаны из твёрдого непроницаемого материала с теплопроводностью много большей теплопроводности исследуемой жидкости.

Использование в эксперименте тепловизора накладывает дополнительные ограничения на выбор материалов, из которых изготавливается рабочая полость. Материалы должны обеспечивать возможность передачи информации о поле температуры с поверхностей исследуемой жидкости, находящейся внутри рабочей полости. Далее рассмотрены два возможных способа передачи информации. Один из них был выбран за основу при разработке экспериментальной установки для исследования гравитационной конвекции в горизонтальном слое магнитной жидкости.

2.1.1. Метод с использованием тонкой теплопроводной пластины

Основная суть одного из рассмотренных методов тепловизионного наблюдения за конвекцией в горизонтальном слое заключается в том, что поле температуры с поверхности жидкости не измеряется напрямую, а воспроизводится по измерениям поля температуры с внешней поверхности тонкой теплопроводной пластины, которая ограничивает горизонтальный слой. На Рис. 1 схематично представлена рабочая полость, изготовленная автором диссертации для реализации данного метода. Горизонтальный слой жидкости снизу ограничен медным теплообменником 1, а сверху – тонкой теплопроводной пластиной из гетинакса 3. Боковые границы 2 сделаны из органического стекла. Высота слоя была равна 3 мм, и диаметр – 80 мм. На Рис. 2 приведен пример термограммы с поверхности В (В-термограмма). Видно, что В-термограмма позволяет определить форму и размеры конвективных валов в слое.

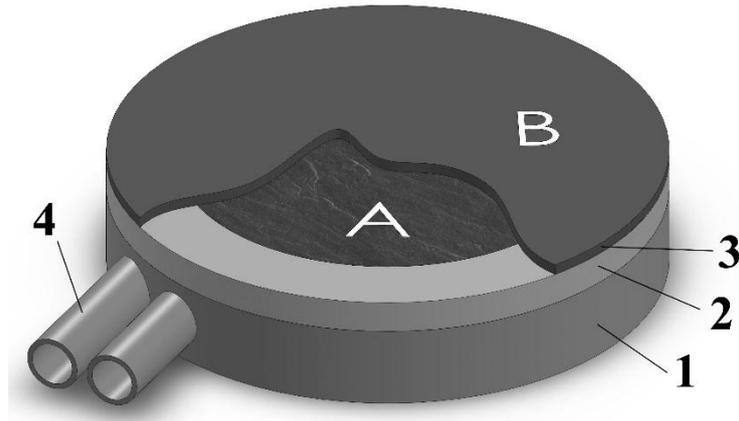


Рис. 1 Рабочая полость с тонкой теплопроводной пластиной: 1 – металлический теплообменник; 2 – боковые границы из органического стекла; 3 – теплопроводная пластина из гетинакса; 4 – трубки для прокачивания через теплообменник 1 термостатирующей жидкости. А – верхняя поверхность горизонтального слоя жидкости; В – верхняя поверхность тонкой теплопроводной пластины

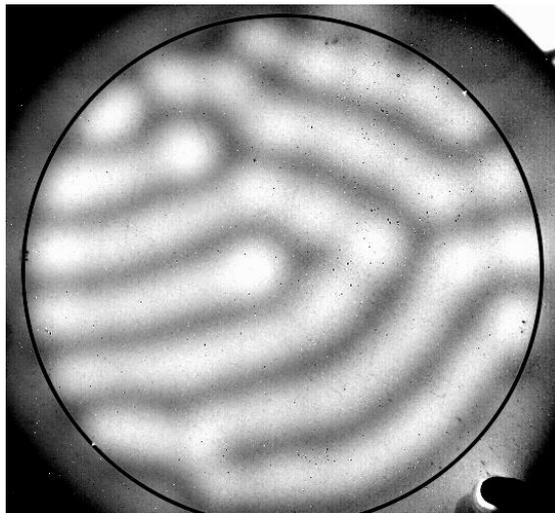


Рис. 2 Пример В-термограммы. Круговая рамка ограничивает область на поверхности В, под которой расположен горизонтальный слой жидкости. Температура более светлых областей выше, температуры более тёмных

Это возможно благодаря небольшой толщине пластины 3 из гетинакса (0.5 мм). Поле температуры с поверхности жидкости А (А-термограмма) может быть получено в результате преобразования дискретного набора данных В-термограммы. Для этого должна быть решена, в общем случае, трёхмерная теплопроводная задача о распространении тепла сквозь тонкую пластину. Однако и без математических преобразований с помощью данного метода можно получить полезную, с точки зрения исследования течений в горизонтальном слое жидкости, информацию. В-термограмма позволяет: определить структуру конвективных течений, измерить характерное волновое число и др.

Метод с использованием тонких теплопроводных пластин имеет ряд недостатков, поэтому автор диссертационной работы отказался от его применения в дальнейших исследованиях. Одним из наиболее существенных недостатков является ослабление температурных возмущений, т.е. разность температур между двумя точками на А-термограмме больше, чем разность температур между теми же точками на В-термограмме. Этот недостаток не позволяет наблюдать за конвекцией вблизи порога устойчивости механического равновесия, когда температурные возмущения на А-термограмме небольшие и ослабление в теплопроводной пластине приводит к уменьшению их величины ниже чувствительности тепловизора. К недостаткам так же можно отнести сильную асимметрию граничных условий, возникновение изгибов тонкой пластины ввиду её небольшой жёсткости и др.

Описанный метод имеет преимущество, которое для рабочих полостей с большими горизонтальными размерами (более 10 см) оказывается более существенным, чем все недостатки. Это низкая цена изготовления по сравнению с другим способом передачи информации, который будет рассмотрен далее. Именно поэтому данный метод продолжают разрабатывать в рамках других задач [184].

2.1.2. Метод с использованием прозрачных для инфракрасного излучения материалов

Инфракрасным излучением называют электромагнитные волны с длинами в диапазоне 0.74 - 2000 мкм, испускаемые нагретыми телами. Существуют вещества, прозрачные для инфракрасного излучения. К ним относятся кристаллические соли: LiF, MgF₂, NaCl и др. Таким образом, если изготовить рабочую полость с применением этих материалов, то появляется возможность снимать показания температуры с помощью тепловизора непосредственно с поверхностей жидкости, находящейся внутри полости.

Например, как показано на Рис. 3, если из кристаллической соли сделать верхнюю грань 1 рабочей полости, содержащей горизонтальный слой жидкости 2, то инфракрасное излучение, испускаемое верхней поверхностью слоя жидкости, будет проходить через верхнюю грань 1 и улавливаться тепловизором. На Рис. 4 представлен пример термограммы, полученный с верхней поверхности горизонтального слоя жидкости, подогреваемого снизу. По термограмме можно сказать, что в горизонтальном слое присутствует конвекция с подъёмно-опускными течениями, организованными в валиковые структуры. В местах горизонтального слоя (Рис. 3), где возникают подъёмные течения от нижнего горячего теплообменника 3 к более холодной верхней грани 1, температура на поверхности жидкости имеет значение выше средней температуры по всей поверхности. Точки на термограмме, соответствующие этим более нагретым местам, имеют наибольшую яркость. И, наоборот, в местах горизонтального слоя, где возникают опускные течения от верхней грани 1 к нижнему теплообменнику 3, температура на поверхности имеет значение ниже средней температуры по всей поверхности. Точки на термограмме, соответствующие менее нагретым местам, имеют наименьшую яркость.

Максимальная чувствительность данного способа ограничивается чувствительностью тепловизора. Это означает, что появляется возможность наблюдать небольшие возмущения температуры (от 0.02 °С) на поверхности

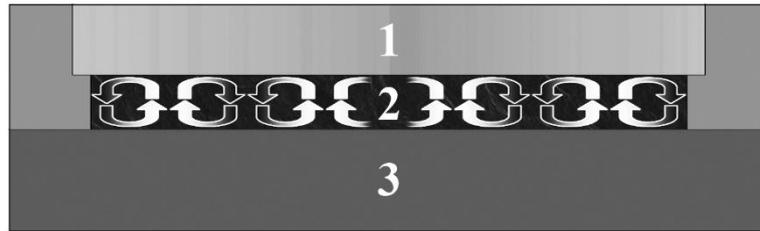


Рис. 3 Модель горизонтального слоя: 1 – верхняя грань из кристаллической соли, прозрачной для инфракрасного излучения; 2 – исследуемая жидкость, в которой присутствуют конвективные подъёмно-опускные течения (направление течений указано стрелками); 3 – металлический теплообменник, с помощью которого задаётся подогрев снизу

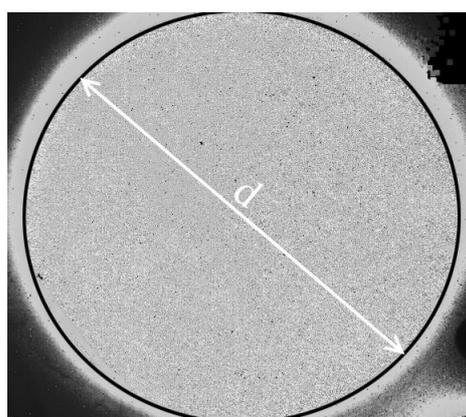


Рис. 4 Пример термограммы с поверхности жидкости, находящейся внутри рабочей полости. Точки на изображении термограммы с наибольшей (наименьшей) яркостью имеют наибольшую (наименьшую) температуру

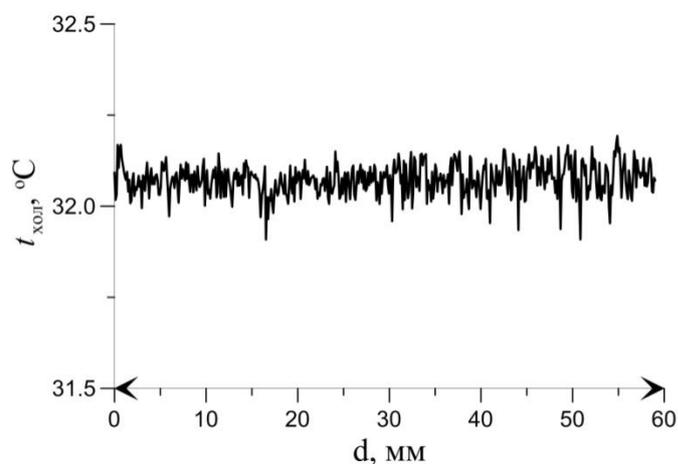
горизонтального слоя исследуемой жидкости, возбуждаемые непосредственно в пороге возникновения конвекции.

Другое преимущество данного способа связано с высокой теплопроводностью кристаллических солей. Например, соль LiF имеет теплопроводность $14 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, что в 10^2 раз выше теплопроводности большинства жидкостей. Это позволяет с высокой точностью задавать на верхней границе горизонтального слоя жидкости изотермическое граничное условие. На Рис. 5 и Рис. 6 для сравнения приведены результаты тепловизионной съёмки, которая проводилась в отсутствие конвекции в горизонтальном слое жидкости. Результаты на Рис. 5 получены с использованием прозрачной для инфракрасного излучения пластины из LiF, а результаты на Рис. 6 – с помощью рабочей полости, представленной в подразделе 2.1.1 на Рис. 1. Термограмма верхней поверхности горизонтального слоя жидкости на Рис. 5а имеет одинаковую яркость вдоль всей поверхности, в то время как термограмма поверхности гетинаксовой пластины на Рис. 6а в пределах горизонтального слоя имеет неодинаковую яркость, что говорит о неоднородности температуры вдоль верхней границы слоя. Для количественной оценки неоднородностей температуры вдоль верхней границы слоя построены профили температуры для обоих способов. По графику Рис. 5б видно, что температура на поверхности жидкости в среднем одинаковая на протяжении всего профиля и составляет $32.07 \text{ }^\circ\text{C}$. На поверхности гетинаксовой пластины, согласно температурному профилю на Рис. 6б, температура вблизи боковых границ на $0.4 \text{ }^\circ\text{C}$ больше температуры в центре поверхности.

Несмотря на явные преимущества данного способа измерения поля температуры с поверхности горизонтального слоя жидкости (непосредственное измерение, высокая чувствительность до $0.02 \text{ }^\circ\text{C}$, выполнение изотермического условия на верхней границе слоя) стоит отметить трудности, с которыми сталкиваешься при его реализации. Первая сложность связана с особенностями настройки тепловизора при измерении слабых температурных возмущений, соизмеримых с чувствительностью прибора. Для хорошей настройки тепловизора требуется обеспечить тепловые условия, идентичные

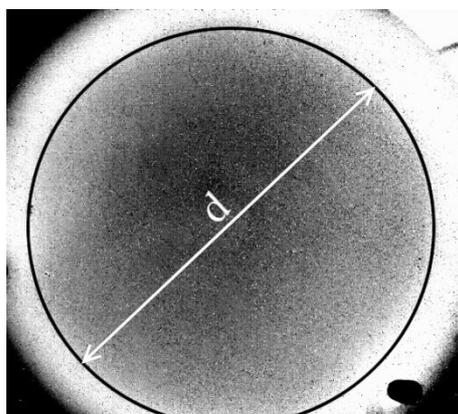


a)

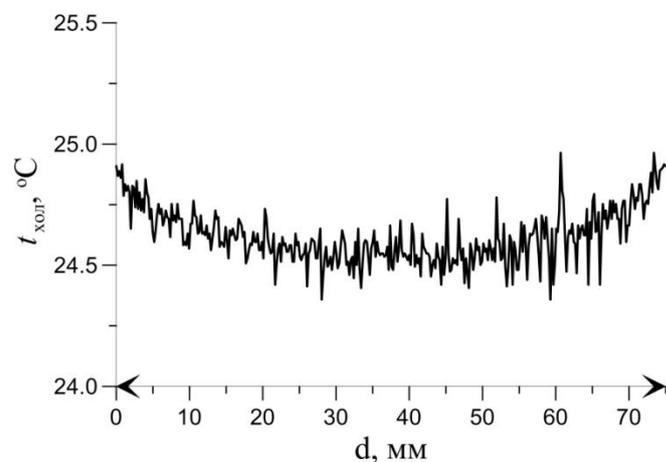


б)

Рис. 5 Термограмма (а) и профиль температуры (б) с поверхности горизонтального слоя жидкости в рабочей полости, верхняя грань которой выполнена из соли LiF. Слой подогревается снизу. Конвекция в слое отсутствует. Чёрная круговая рамка обозначает расположение боковых границ слоя



a)



б)

Рис. 6 Термограмма (а) и профиль температуры (б) с поверхности гетинаксовой пластины, которая является верхней гранью рабочей полости (рис. 2.1 в разделе 2.1.1). В полости находится подогреваемый снизу горизонтальный слой жидкости. Конвекция в слое отсутствует. Чёрная круговая рамка обозначает расположение боковых границ слоя

условиям проведения конвективного эксперимента, чего невозможно сделать отдельно от эксперимента. Поэтому решением данной проблемы является включение настройки и градуировки тепловизора в методику проведения конвективного эксперимента.

Вторая проблема, с которой приходится сталкиваться при использовании метода, – это влияние внешних лабораторных тепловых условий. Например, неконтролируемое изменение температуры окружающего рабочую полость воздуха приводит к изменению тепловых потоков между ними. Вследствие чего, неконтролируемым образом меняется с течением времени температура верхней грани. Идеальным решением данной проблемы является многоуровневое термостатирование воздушной массы, находящейся в непосредственном контакте с верхней границей полости.

2.2. Описание экспериментальной установки

Одной из задач диссертации является исследование режимов гравитационной конвекции в горизонтальном слое магнитной жидкости вблизи порога устойчивости механического равновесия. В связи с этим, учитывая, что интенсивность конвекции в пороге низкая, получим минимальные искажения температурного поля на поверхности жидкости за счёт конвективных течений. Следовательно, из описанных выше в разделе 2.1 способов измерения поля температур с поверхности горизонтального слоя жидкости следует выбирать тот, который дает наибольшую чувствительность. Наибольшей чувствительностью обладает способ, описанный в подразделе 2.1.2, где при разработке рабочей полости использовались прозрачные для инфракрасного излучения материалы. Этот способ и был взят за основу при изготовлении экспериментальной установки.

2.2.1. Рабочая полость

Основная функция рабочей полости заключается в том, чтобы ограничить некоторый объём жидкости, придав ей форму горизонтального слоя. Выбор размеров горизонтального слоя зависит от поставленных задач. Ниже на Рис. 7

приводится рабочая полость, конфигурация которой использовалась во всех конвективных экспериментах, представленных в диссертации. Горизонтальный слой жидкости цилиндрической формы 1 ограничивается сверху пластиной из соли фторида лития 2, прозрачной для инфракрасного излучения, а снизу – алюминиевой пластиной 3. Боковые границы 4 цилиндрической полости выполнены из органического стекла – плексигласа. Исследуемая жидкость заливается в полость через латунные трубки 5, встроенные в боковую границу. К нижней поверхности алюминиевой пластины 3 последовательно прикреплены пластина 6 и медный теплообменник 7. Пластина 6 необходима для определения теплового потока, проходящего сквозь горизонтальный слой, и сделана из материала (органическое стекло или гетинакс), теплопроводность которого соизмерима с теплопроводностью исследуемой жидкости. Необходимое значение температуры на нижней границе слоя устанавливается с помощью жидкостного термостата KRIO-VT-01. Он прокачивает термостатирующую жидкость (дистиллированная вода) через медный теплообменник 7.

В полость вмонтированы три дифференциальные медь-константановые термопары. Информация о перепадах температур с помощью устройства Термодат 38C2 измеряется и передаётся на компьютер. Термопара 8 измеряет перепад температур на слое исследуемой жидкости 1 (между точками А и В), термопара 9 – на пластине 6 (между точками В и С), термопара 10 – между нижним медным теплообменником и пенопластовым массивом 11 (между точками С и D). Внутри массива 11 расположены вплотную один из спаев термопары 10 и ёмкость с ртутью термометра 12. Показания ртутного термометра позволяют определять абсолютные значения температур в точках А, В и С, а так же измерять среднюю температуру в слое в соответствии с поставленными задачами. Термопары 8, 9 в совокупности с пластиной 6 составляют датчик теплового потока, используемый для нахождения числа Нуссельта (Nu) по методу Шмидта-Мильвертона [78]. Согласно этому методу, число Нуссельта вычисляется по формуле:

$$\text{Nu} = \gamma \frac{\Delta t_s}{\Delta t_f}, \quad (11)$$

где Δt_s – перепад температур на пластине 6, измеряемый с помощью термопары 9; Δt_f – перепад температур на слое жидкости 1, измеряемый с помощью дифференциальной термопары 8; γ – коэффициент, зависящий от теплопроводностей и толщин слоёв жидкого коллоида и твёрдого оргстекла. Параметр γ определяется из эмперического соотношения $\Delta t_f = f(\Delta t_s)$, как коэффициент пропорциональности линейного, без конвективного участка кривой этой зависимости.

2.2.2. Система термостатирования верхней границы слоя

Для термостатирования верхней границы полости была разработана специальная система (Рис. 8). Для снижения чувствительности установки к изменению внешних условий корпус 1 системы термостатирования сделан из материала (дерево) с низкой теплопроводностью. Регулировочные винты-ножки 2 позволяют устанавливать систему над экспериментальной полостью. Вентиляторы 3 создают внутри корпуса принудительный поток воздуха, который циркулирует от боковых стенок системы к центру и обратно. Поток воздуха, пройдя через направляющую центральную трубу 4, набегает на верхнюю границу экспериментальной полости, после чего равномерно растекается к боковым границам через систему рассекателей 5. Температура циркулируемого воздуха контролируется медным трубчатым радиатором 6, через который второй жидкостный термостат экспериментальной установки прокачивает термостатирующую жидкость (тосол А-40М).

Описанная выше и представленная на Рис. 8 система является вторым уровнем термостатирования. На первом уровне задействован комнатный кондиционер, поддерживающий постоянную температуру в лаборатории с погрешностью ± 1 °С. Данная погрешность сохраняется, если в течение опыта соблюдаются следующие тепловые условия: количество человек в лаборатории

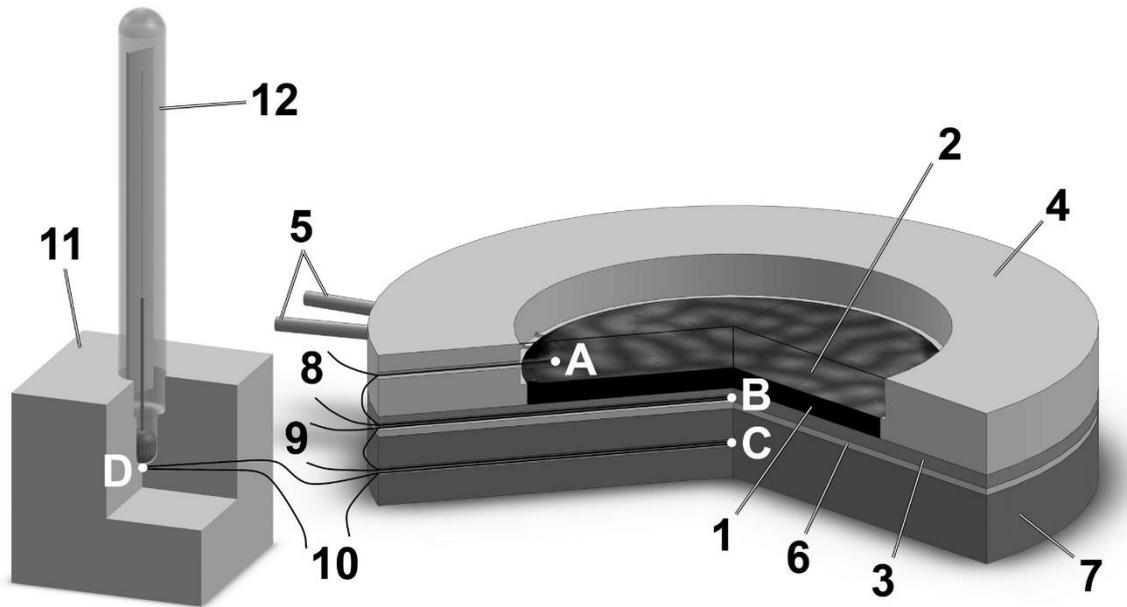


Рис. 7 Экспериментальная полость

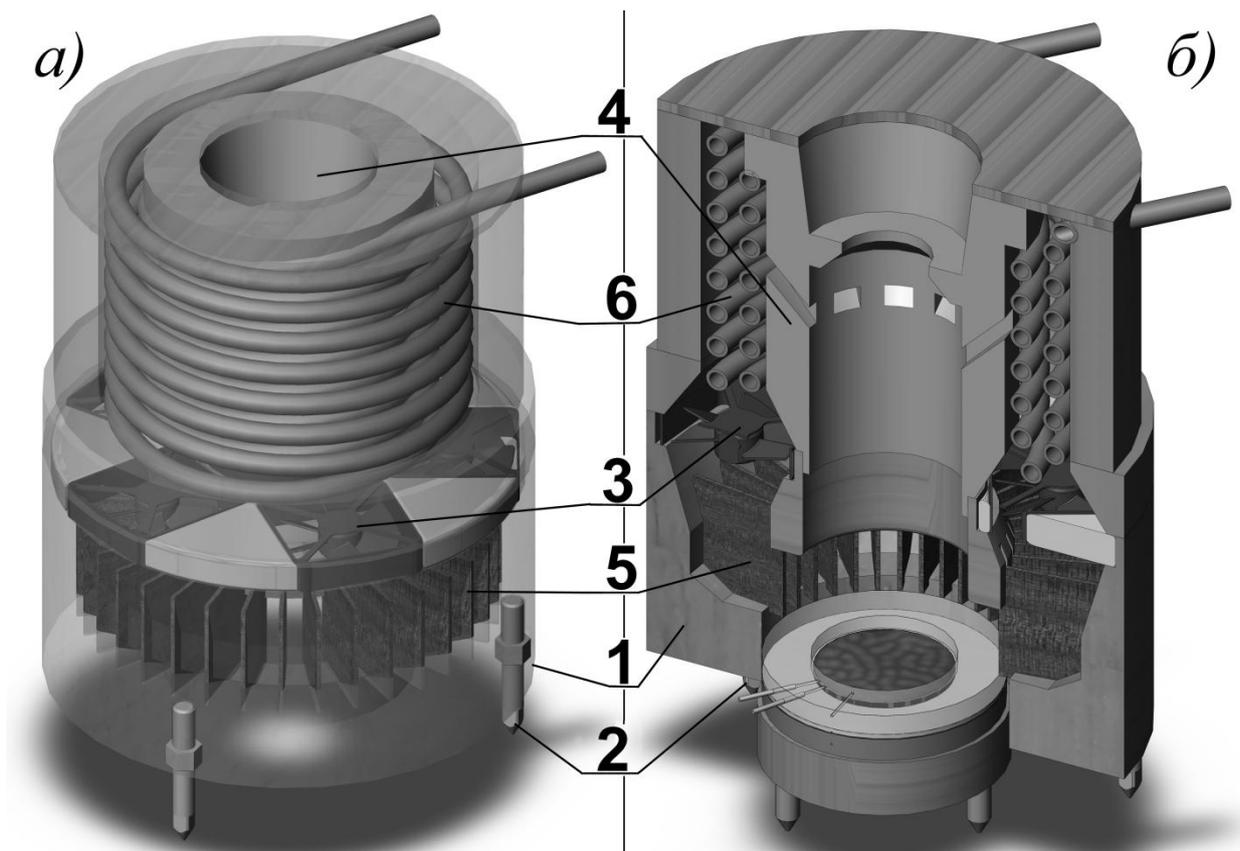


Рис. 8 Система термостатирования: а) внешний вид с прозрачным корпусом; б) вид диаметрального сечения

не изменяется более чем на 2; в лаборатории отсутствуют работающие электрические приборы с сильным нестабильным тепловыделением. Например, для соблюдения последнего условия жидкостные термостаты KRIO-VT-01, входящие в состав экспериментальной установки, были размещены в соседнем с лабораторией помещении.

2.2.3. Методика проведения эксперимента

Перед проведением опыта проводилась настройка экспериментальной установки и измерительных приборов. Эта настройка состояла из следующих манипуляций:

- устанавливали рабочую полость, с залитой в неё жидкостью, по жидкостному уровню горизонтально на лабораторном столе;
- размещали над ее верхней гранью систему термостатирования (как показано в подразделе 2.2.2 на Рис. 8б);
- включали лабораторный кондиционер, который поддерживал постоянное в течение проведения опыта значение температуры в лаборатории;
- запускали оба входящих в состав экспериментальной установки термостата KRIO-VT-01, с помощью которых на медном теплообменнике рабочей полости и радиаторе системы термостатирования задавали одинаковое значение температуры;
- запускали устройство Термодат 38С2, собирающее в режиме реального времени показания термопар рабочей полости;
- далее дожидались установления теплового равновесия, при котором температура жидкости в пределах всего горизонтального слоя становилась одинаковой, и при необходимости корректировали показания термостатов для установки требуемого исходного значения температуры в слое;
- создавали на слое жидкости вертикальный градиент температуры, постепенно изменяя температуры медного теплообменника полости и

радиатора системы термостатирования (для всех значений градиентов температуры поддерживали среднее значение температуры на уровне исходного значения, устанавливаемого в начале каждого опыта);

- размещали тепловизор над системой термостатирования и фокусировали его на поверхность жидкости при небольших градиентах температуры в отсутствии конвекции в слое;
- производили выбор настроек тепловизора, при которых точность прибора в пределах горизонтального слоя была максимально возможной.

После настройки установки согласно плану опыта проводилась тепловизионная съёмка и термодатные измерения. План содержал следующую информацию: 1) средняя температура жидкости, которая поддерживается постоянной на уровне исходного значения, устанавливаемого в начале каждого опыта; 2) ориентировочное пороговое значение перепада температур на горизонтальном слое, при котором теряется устойчивость механического равновесия; 3) значение шага, с которым происходит постепенное изменение перепада температур на слое; 4) длительность съёмки поля конвективных неоднородностей температуры на поверхности горизонтального слоя при одном определённом значении перепада температур и др. В зависимости от задач, поставленных в начале каждого опыта, средняя температура могла иметь значение в диапазоне от 15 до 55 °С, шаг изменения перепада температур – в диапазоне от 0.25 до 2.0 °С и длительность съёмки – в диапазоне от нескольких часов до нескольких суток.

Во время проведения каждого опыта вёлся лабораторный журнал, куда записывались в хронологическом порядке все выполняемые действия, а также значения дополнительных параметров (температуры в лаборатории, температуры корпуса тепловизора, относительной влажности воздуха и др.), которые могли повлиять на результаты проводимого опыта.

2.3. Конвекция в жидкостях-носителях

Изучение конвекции в жидкостях-носителях с использованием экспериментальной установки, описанной в разделе 2.2, преследует несколько целей: 1) апробация нового метода наблюдения за конвекцией с помощью тепловизора; 2) исследование конвективного поведения жидкостей-носителей в отсутствие коллоидных частиц.

Апробация метода является стандартной процедурой, состоящей из ряда тестовых опытов. Конвекция в горизонтальном слое однокомпонентных молекулярных жидкостей хорошо изучена как экспериментально, так и теоретически, что даёт возможность установить работоспособность нового метода путём сравнения его результатов измерений с результатами других, уже известных методов исследования.

При построении модели магнитной жидкости очень важно иметь чёткие представления обо всех механизмах тепло- и массопереноса. Существует гипотеза [185] о том, что жидкость-носитель может создавать дополнительные термодиффузионные механизмы массопереноса, если она состоит из нескольких молекулярных компонентов. Одна из двух магнитных жидкостей, конвекция которых исследуется в диссертации, создана на основе многокомпонентной углеводородной жидкости (керосин). Поэтому актуально рассмотреть конвекцию в чистом жидком носителе без коллоидных частиц, чтобы удостовериться в возможном существовании дополнительных механизмов массопереноса.

Конвективные эксперименты в жидкостях-носителях проводились в рабочей полости (см. подраздел 2.2.1) с высотой 2.41 ± 0.05 мм. Средняя температура жидкости в горизонтальном слое поддерживалась на уровне 40.0 ± 0.5 °С. При таком среднем значении экспериментальная установка имела наибольший диапазон возможных перепадов температур на слое жидкости (до 20 °С).

2.3.1. Однокомпонентная жидкость-носитель

Апробация проводилась со следующими однокомпонентными органическими жидкостями: ундекан и гексадекан. На основе ундекана сделана

одна из двух магнитных жидкостей, конвекция которых исследовалась в диссертации. Гексадекан был выбран в качестве дополнительной тестовой жидкости, потому что его вязкость в 2 раза выше вязкости ундекана. Использование двух жидкостей с отличающимися вязкостями позволяет повысить точность измерений вблизи порога механического равновесия и расширить рабочий диапазон чисел Рэлея для одной и той же рабочей полости.

Конвекция в однокомпонентной жидкости возбуждается мягко, а пороговое значение перепада температур зависит от высоты горизонтального слоя и свойств жидкости. Опыты с однокомпонентными жидкостями проводились в слое толщиной 2.4 мм. Свойства жидкостей при температуре 40 °С представлены в таблице 1 (c_p - теплоёмкость при постоянном давлении [186, 187], ρ – плотность [186, 187], η - динамическая вязкость, β_T – коэффициент теплового расширения жидкости [187], κ – коэффициент теплопроводности [186], Pr – число Прандтля). Порог устойчивости определялся двумя способами: 1) с помощью датчика теплового потока по кривой $Nu(Ra)$; 2) с помощью тепловизора.

На Рис. 9 показаны эмпирические зависимости $Nu(Ra)$ для гексадекана и ундекана. Критическое число Рэлея Ra_c (пороговое значение перепада температур Δt_c) по этим данным для гексадекана составило $(1.72 \pm 0.3) \cdot 10^3$ (2.91 ± 0.05 °С), а для ундекана – $(1.7 \pm 0.2) \cdot 10^3$ (1.20 ± 0.16 °С). Видно, что полученные пороговые значения совпадают с результатами теоретических и экспериментальных работ других авторов [75-83] с точностью до случайной погрешности эксперимента. Независимо от датчика теплового потока проводилась тепловизионная съёмка. В отсутствие конвекции в слое тепловизор фиксировал однородное поле температуры (Рис. 10а). Постепенное увеличение перепада температур на горизонтальном слое приводило к возникновению конвекции и, как следствие, к искажению однородного поля температуры (Рис. 10б). Значение числа Рэлея (перепада температур), при котором происходит это искажение, является критическим. В горизонтальном слое гексадекана конвекция возбуждалась при $Ra = 1.64 \cdot 10^3$ (2.77 °С) в центре рабочей полости, а при $Ra = 1.73 \cdot 10^3$ (2.93 °С)

Таблица 1 Физические свойства жидкостей (40 °С)

	Гексадекан	Ундекан
$c_p, 10^3$ (Дж/(кг·К))	2.25	2.22
ρ , (кг/м ³)	760	725
$\eta, 10^{-3}$ (Па·с)	1.95	0.871
$\beta_T, 10^{-3}$ (1/К)	0.951	1.02
κ , Вт/(м·К)	0.145	0.134
Pr	30	14

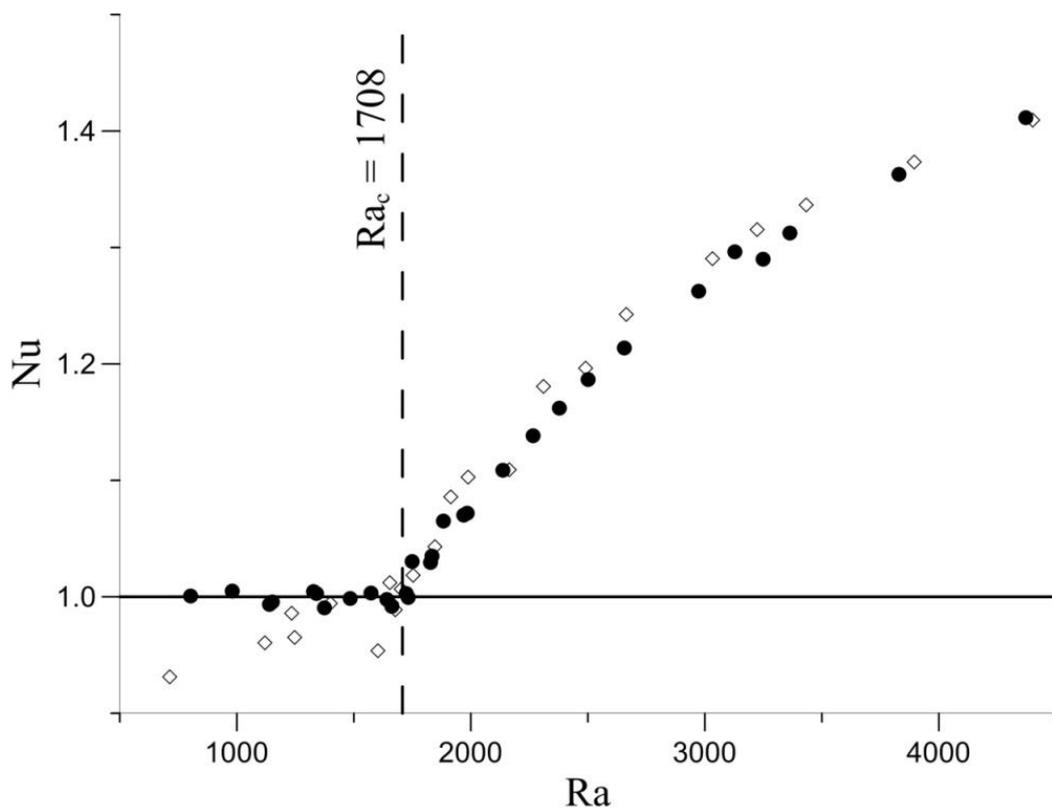


Рис. 9 Зависимость числа Нуссельта от числа Рэлея: круги – гексадекан; ромбы – ундекан

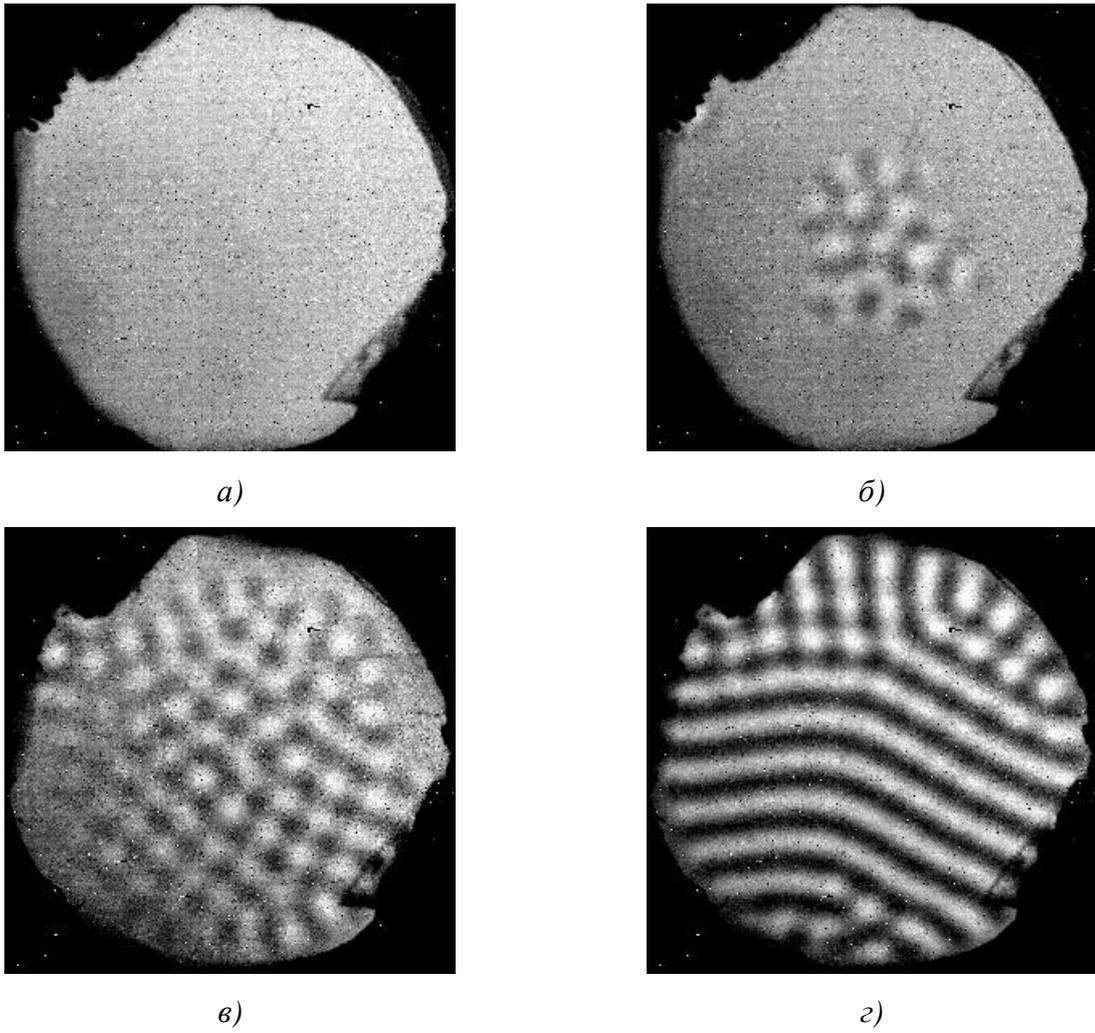


Рис. 10 Поле температур на поверхности горизонтального слоя гексадекана: а) отсутствие конвекции; б) возникновения конвекции при $Ra=1.64 \cdot 10^3$ ($2.77^\circ C$); в) $Ra=1.73 \cdot 10^3$ ($2.93^\circ C$); г) $Ra=1.85 \cdot 10^3$ ($3.12^\circ C$)

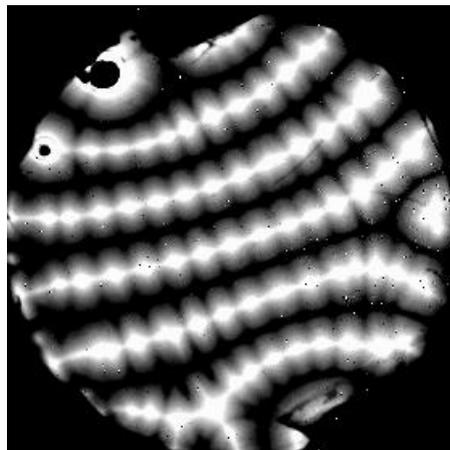


Рис. 11 Поле температур на поверхности горизонтального слоя ундекана при $Ra = 2.5 \cdot 10^4$

охватывала весь слой. На термограмме Рис. 10в видно, что возникшие конвективные ячейки выстроились по линиям, вдоль которых, начиная с $Ra = 1.78 \cdot 10^3$ (3.01 °C), образовались стационарные квазидвумерные валы (Рис. 10г). Они были устойчивы до $Ra \approx 1.8 \cdot 10^4$. Наблюдения за конвекцией в ундекане при $Ra > 1.8 \cdot 10^4$ показали постепенную деформацию валов, усиливающуюся при дальнейшем росте числа Рэлея. Деформация валов, как описано в монографии [69], возникает из-за поперечно-валиковой неустойчивости, которая приводит к образованию новых валов поперёк существующих (Рис. 11). Пороговое значение числа Рэлея ($Ra \approx 1.8 \cdot 10^4$) между режимом квазидвумерных валов и стационарной двухмодовой конвекцией согласуется с обобщёнными на карте режимов данными, представленными в работах [67, 69].

2.3.2. Многокомпонентная жидкость-носитель

Кроме ундекана и гексадекана в качестве жидкости-носителя используются другие жидкие углеводороды: керосин, трансформаторное масло и др. Керосин и трансформаторное масло содержат много компонент. Например, основу массового содержания трансформаторного масла составляют сложные углеводороды (ароматические, нафтеновые, парафиновые), которые выкипают из нефти в интервале температур от 300 до 400 °C [188]. Так же в состав входят небольшие количества сернистых, кислород- и азотсодержащих соединений.

Если за основу магнитной жидкости выбрана многокомпонентная жидкость-носитель, то в неизотермических условиях молекулярные компоненты смеси будут разделяться термодиффузионным образом. Это разделение может привести к неустойчивости механического равновесия и, как следствие, к появлению конвективных течений. Термодиффузионные эффекты, связанные со свойствами жидкости-носителя, могут играть значительную роль в формировании конвективных течений магнитной жидкости вблизи порога возникновения конвекции. В диссертационной работе были проведены конвективные эксперименты с чистым трансформаторным маслом для того, чтобы проверить данное утверждение.

Свойства трансформаторного масла при 40 °С описываются значениями физических величин ([189]): $c_p = 1.8 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К); $\rho = 868$ кг/м³; $\eta = 8.9 \cdot 10^{-3}$ Па·с; $\beta_T = 0.70 \cdot 10^{-3}$ 1/К; $\kappa = 0.109$ Вт/(м·К); Pr = 147.

Исследование конвекции в трансформаторном масле выявило следующие режимы: I – механическое равновесие, II – неупорядоченные ячеистые структуры, III – упорядоченные квадратные ячеистые структуры, IV – регулярные колебания, V – конвективные валы. На Рис. 12 представлена карта этих режимов.

Состояние механического равновесия I сменялось режимом II с ячеистыми конвективными структурами, о форме которых судить достаточно сложно (Рис. 13). Этот режим наблюдался в диапазоне $Ra = (0.56 \div 1.34) \cdot 10^3$. С превышением $Ra = 1.34 \cdot 10^3$ устойчивость режима II терялась колебательным образом. Сначала возбуждалось движение температурных возмущений преимущественно по краям экспериментальной полости. Спустя три часа все конвективные ячейки в слое пришли в движение, которое впоследствии приняло упорядоченный характер вдоль одного выделенного направления. По прошествию еще десятка часов устанавливался стационарный режим III квадратных ячеек (Рис. 14), существующий в узком диапазоне $Ra = (1.34 \div 1.50) \cdot 10^3$.

При переходе к колебательному режиму IV, существующему в диапазоне значений $Ra = (1.50 \div 1.85) \cdot 10^3$, квадратные ячейки сначала сливались, создавая группу параллельных конвективных валов (Рис. 15а). Затем в результате обратного разбиения на ячейки (Рис. 15б) и повторного их объединения, формировалась другая группа валиковых структур (Рис. 15в). Отличительной особенностью вновь образовавшихся валов является их перпендикулярная ориентация относительно первоначальной группы. Процесс перехода от одной группы валов к другой повторялся во времени. Выше значения $Ra = 1.85 \cdot 10^3$ колебания затухали с появлением устойчивых стационарных течений (режим V), которые в теоретических работах [126, 131] упоминаются как «скрещенные валы» (crossrolls).

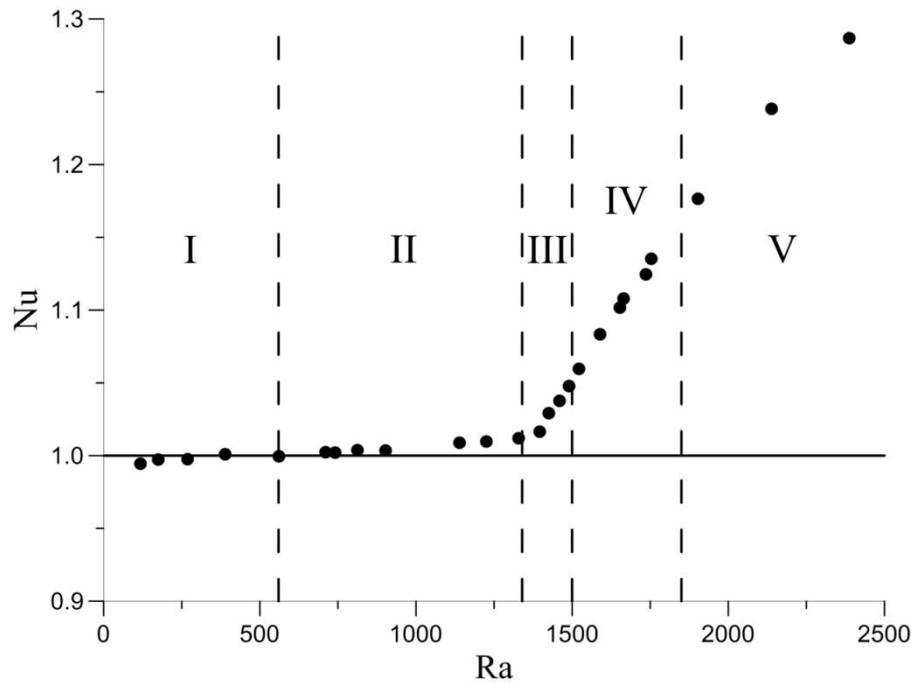


Рис. 12 Зависимость числа Нуссельта от числа Рэлея для конвекции трансформаторного масла в горизонтальном слое

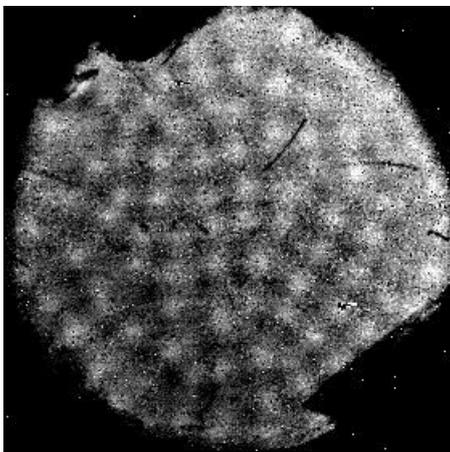


Рис. 13 Поле температур с поверхности трансформаторного масла при $Ra = 1.15 \cdot 10^3$

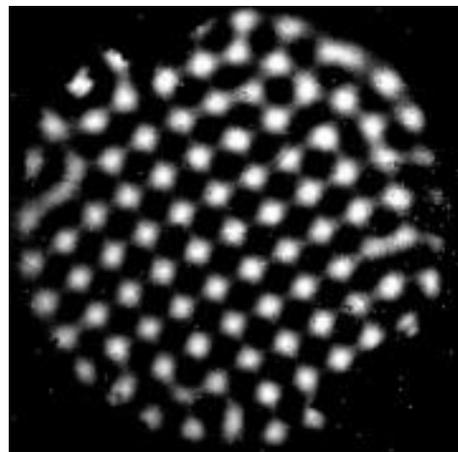


Рис. 14 Поле температур с поверхности трансформаторного масла при $Ra = 1.41 \cdot 10^3$

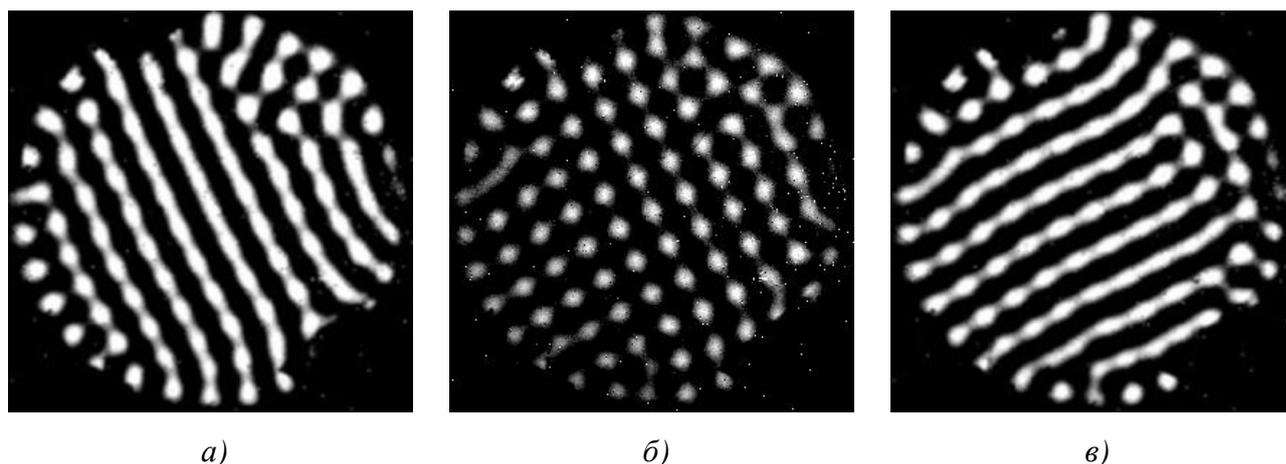


Рис. 15 Поле температур с поверхности трансформаторного масла при $Ra = 1.64 \cdot 10^3$

Конвективное течение в трансформаторном масле началось при меньшем числе Рэлея, чем критическое значение такового для однокомпонентных жидкостей $Ra_c = 1708$. Данное явление свидетельствует о наличии дополнительного, отсутствующего в однокомпонентных гексадекане и ундекане механизма, способствующего раннему возбуждению конвекции. Таким механизмом в молекулярных смесях является нормальная термодиффузия. Был проведен дополнительный цикл измерений при нагреве сверху и охлаждении снизу. В этих условиях конвекция в молекулярных смесях может возникнуть только, если термодиффузия жидкости аномальная (легкие компоненты смеси движутся к менее нагретой нижней границе, а тяжелые – к более нагретой верхней границе). Оказалось, что при подогреве сверху конвекции нет. Этот факт дополнительно указывает на наличие нормальной термодиффузии в трансформаторном масле.

Конвективное поведение трансформаторного масла подобно поведению бинарной жидкости. Зафиксированная в трансформаторном масле с ростом Ra последовательность режимов (неупорядоченные ячеистые структуры – квадратные упорядоченные ячеистые структуры – регулярные колебания – стационарные конвективные валы) также наблюдалась в экспериментах [123-124] и теоретических расчётах [125-131] по изучению конвекции бинарной молекулярной смеси в задаче Рэлея-Бенара. Вблизи порога устойчивости

механического равновесия в отличие от работы [123-124], в которой авторы зафиксировали охватывающие всю полость крупномасштабные конвективные структуры с помощью теневого прибора, нами были выявлены мелкомасштабные ячеистые структуры с помощью более чувствительного тепловизора. Размеры этих структур были в 10 и более раз меньше размера полости.

2.4. Реологические свойства используемых магнитных жидкостей

В настоящем разделе приводятся и анализируются результаты измерений вязкости магнитной жидкости, предшествующие конвективным экспериментам, результаты которых будут представлены в главах 3 и 4. В этих экспериментах использовались два образца магнитных жидкостей: на основе керосина и на основе ундекана.

2.4.1. Модели вязкости магнитной жидкости

Первой, ставшей классической, моделью, описывающей зависимость вязкости от объёмной доли твёрдых частиц, является формула Эйнштейна:

$$\eta = \eta_0(1 + 2.5\varphi), \quad (12)$$

где η – вязкость коллоидной жидкости; η_0 – вязкость жидкости-носителя; φ – объёмная доля пространства, занимаемая частицами. Множество опытов с различными наножидкостями, результаты которых представлены в обзоре [190], показали, что формула (12) удовлетворительно описывает вязкость коллоидной суспензии до объёмных концентраций частиц $\varphi = 2-3\%$. В более широком диапазоне концентраций для аппроксимации данных опытов лучше подходят квадратичные зависимости:

$$\eta = \eta_0(1 + a\varphi + b\varphi^2), \quad (13)$$

где a и b – коэффициенты, зависящие от природы, размеров частиц и других характеристик наножидкостей.

В случае магнитной жидкости осложняющими факторами является наличие сурфактанта и процессов агломерации, приводящие к формированию агрегатов.

Сурфактант в магнитной жидкости необходим для того, чтобы магнитные частицы не слипались между собой. Молекулы сурфактанта образуют слой вокруг твёрдой частицы, который создаёт условия для возникновения стерического отталкивания между частицами, и они не слипаются. Но агрегаты всё равно присутствуют в магнитной жидкости, т.к. в оболочке молекул сурфактанта возможны дефекты. Именно эту гипотезу выдвигают авторы работ [169, 170]. Для ее обоснования они приводят полученный для разбавленных растворов коэффициент при линейном члене в модели (13). Он оказывается существенно больше эйнштейновского значения 2.5.

Модели [22, 191, 192] позволяют проследить за изменением вязкости в концентрированных магнитных жидкостях. Как показал одни из последних экспериментов по измерению вязкости [193-1967], количественное согласие с этими моделями возможно в том случае, если вводятся подгоночные коэффициенты. В работе [193] был использован подгоночный коэффициент при вычислении «гидродинамической» концентрации:

$$\tilde{\varphi} = \lambda \varphi, \quad (14)$$

где φ – объёмная доля твёрдой фазы, λ – подгоночный коэффициент. Варламов Ю. Д. и Каплун А. Б. [193] задали подгоночное значение $\lambda = 3.2$, при котором наиболее подходящей моделью для аппроксимации данных опыта являлась формула Вэнда [191]. Теоретический анализ [194, 195] и прямые измерения «гидродинамической» концентрации [197] доказывают, что значение коэффициента $\lambda = 3.2$ является завышенным.

Размеры частиц реальной магнитной жидкости имеют дисперсию, которая влияет на вязкость концентрированных суспензий. Модель Чонга [192] учитывает дисперсию размеров частиц, но для количественного согласия с результатами опытов эта модель модифицируется [195]:

$$\eta = \eta_0 \left(1 + 2.25 \frac{\tilde{\varphi} \tilde{\varphi}_m}{\tilde{\varphi}_m - \tilde{\varphi}} \right)^2 \quad (15)$$

где $\tilde{\varphi}_m$ – «гидродинамическая» концентрация предельной плотной упаковки частиц.

2.4.2. Исследуемые образцы магнитных жидкостей

В конвективных экспериментах применялись два вида магнитных жидкостей. Введем следующие условные обозначения для этих магнитных жидкостей: МЖ_к и МЖ_у.

МЖ_к – магнитная жидкость на основе керосина. Она была изготовлена более 10 лет назад на предприятии ООО «НПВП Феррогидродинамика» в городе Николаев (Украина). На этом предприятии производятся магнитные жидкости, которые можно отнести к промышленным. Их используют при разработке магнитожидкостных уплотнений и амортизаторов.

МЖ_у – это магнитная жидкость на основе ундекана, изготовленная 3 года назад в лаборатории прикладной феррогидродинамики (ПНИЛ ПФГД) Ивановского государственного энергетического университета (Россия). МЖ_у нельзя отнести к промышленным магнитным жидкостям, т.к. она была создана по заказу с учётом некоторых условий, которые не могут быть удовлетворены в случае промышленного производства. Одним из таких условий являлось отсутствие свободных молекул сурфактанта в жидкости-носителе.

Для стабилизации МЖ_к и МЖ_у в исследовании используется один и тот же сурфактант – олеиновая кислота. Толщина слоя молекул олеиновой кислоты равна 2 нм. Средний размер магнетитовых частиц этих жидкостей одинаковый и составляет 9 нм. В общем, МЖ_к и МЖ_у являются схожими с образцами, взятыми в работах [194, 195], т.к. все эти коллоидные суспензии получены методом химического осаждения. Таким образом, для вычисления «гидродинамической» концентрации частиц $\tilde{\varphi}$ по формуле (14) в настоящей работе применяется коэффициент $\lambda = 2.5$, заданный для магнитных жидкостей в [194, 195].

Определение объёмной доли твёрдых частиц производилось по формуле:

$$\varphi = \frac{\rho - \rho_n}{\rho_m - \rho_n}, \quad (16)$$

где ρ – плотность магнитной жидкости; ρ_m – плотность магнетита (5.2 г/см^3); ρ_n – плотность жидкости-носителя.

Для целей опыта было подготовлено по 4 образца МЖ_к и МЖ_у. Ниже в таблице 2 представлены значения «гидродинамической» концентрации $\tilde{\varphi}$ этих образцов.

Таблица 2 «Гидродинамическая» концентрация $\tilde{\varphi}$ образцов А, В, С, D магнитных жидкостей МЖ_к и МЖ_у

	МЖ _к	МЖ _у
А	0.140 ± 0.002	0.142 ± 0.007
В	0.230 ± 0.007	0.238 ± 0.010
С	0.316 ± 0.005	0.319 ± 0.010
Д	0.394 ± 0.007	0.402 ± 0.012

2.4.3. Описание вискозиметра

Для измерений вязкости был выбран капиллярный вискозиметр, потому что работа с ним требует небольшое количество испытуемой жидкости (около 10 мл), и измерения проводятся сравнительно быстро. Он удобен для осуществления многочисленных измерений.

Измерение вязкости проводилось с помощью специально созданной установки на основе лабораторного капиллярного вискозиметра ВПЖ-2. Он представляет собой U-образную стеклянную трубку, состоящую из двух колен. Измерительное колено (Рис. 16) содержит капилляр 1 калиброванного круглого сечения с диаметром 0.73 мм и два резервуара: измерительный 2 и дополнительный 1. Выше и ниже измерительного резервуара имеются метки «m» и «n», между которыми помещается определённый объём испытуемой жидкости. Время истечения этого объёма определяется в ходе эксперимента. Если измерить время истечения и плотность некоторой эталонной жидкости при заданной температуре, а вязкость взять из справочных таблиц при той же температуре, то можно вычислить коэффициент вязкости исследуемой жидкости при любой температуре, измеряя только время истечения и плотность этой жидкости.

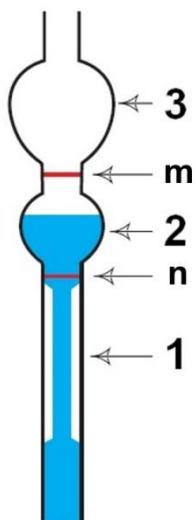


Рис. 16 Измерительное колено капиллярного вискозиметра ВПЖ-2. 1 – капилляр, калибровочного сечения; 2 и 3 – измерительный и дополнительный резервуары

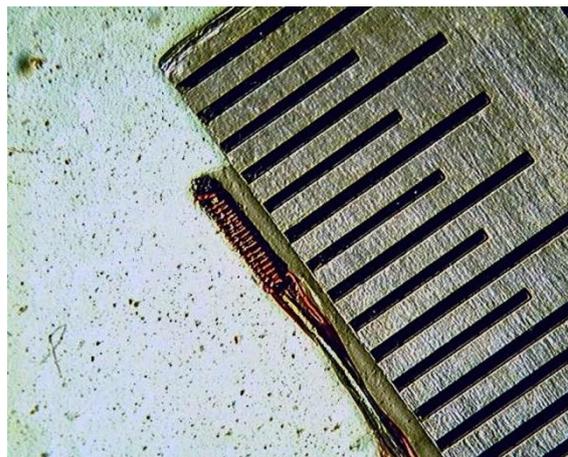


Рис. 17 Внешний вид спая дифференциальной термопары, окружённого медной проволокой

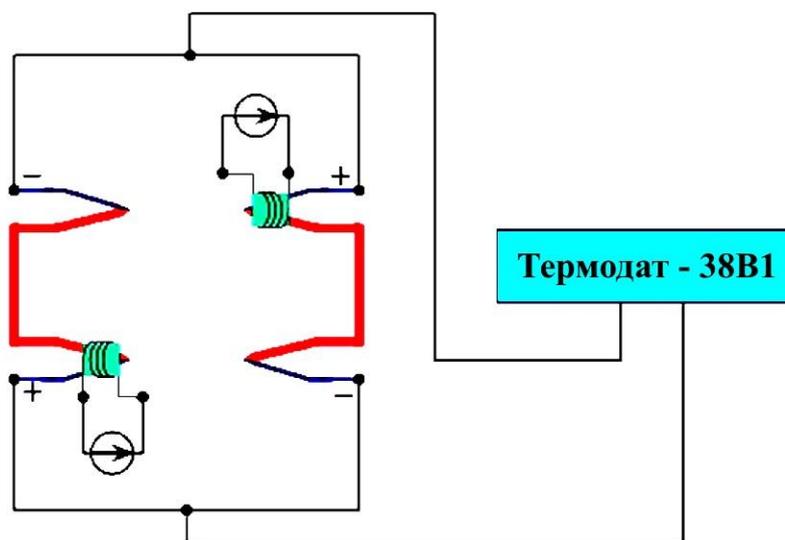


Рис. 18 Схема подключения датчиков к микровольтметру «Термодат — 38В1»

Вискозиметр ВПЖ-2 предназначен для измерения вязкости прозрачных жидкостей, поэтому определение уровня магнитной жидкости в его резервуарах затруднительно из-за её непрозрачности. В связи с этим был изготовлен специальный датчик уровня, чувствительный к изменению теплопроводности окружающей датчик среды. Он состоит из дифференциальной термопары, один из спаев которой окружён тонкой медной проволокой (Рис. 17). Через нее пропускается постоянный ток 0.2 А при напряжении 0.2 В. Напряжение на проволоку подается от лабораторного источника питания постоянного тока. Таким образом, вокруг спая создаётся источник тепла постоянной мощности. При размещении такого спая в различных по теплопроводности средах, в нашем случае, в воздухе и жидкости, ЭДС термопары будет различной. Были сделаны два таких датчика для уровней жидкости в измерительном колене вискозиметра, соответствующих меткам «m» и «n». На Рис. 18 представлена схема подключения датчиков к микровольтметру «Термодат — 38В1. При такой схеме подключения микровольтметр дает показания, близкие к нулю, если оба датчика находятся в одной и той же среде. Если один датчик располагается в жидкости, а другой – в воздухе, то показания микровольтметра становятся отличными от нуля.

В целом лабораторная установка состоит из измерительной части вискозиметра ВПЖ-2, помещенной в ёмкость из оргстекла прямоугольной формы. Ёмкость заполнена водой, температура которой может поддерживаться постоянной с помощью термостата KRIO-VT-01. Температура воды в резервуаре измеряется ртутным термометром с точностью до 0.1 °С. Устройство «Термодат-38В1» подключено к компьютеру, на который каждую секунду передаются данные о разности термоэдс между термопарами. Для затягивания исследуемой жидкости в вискозиметр использовался соединённый с вискозиметром герметичный гофрированный сосуд.

2.4.4. Методика проведения измерений вязкости

Метод измерения вязкости с помощью капиллярного вискозиметра является относительным и требует наличия эталонной жидкости. Формула вычисления вязкости имеет следующий вид:

$$\eta = \eta_0 \frac{\rho \tau}{\rho_0 \tau_0}, \quad (17)$$

где η, ρ, τ – коэффициент вязкости, плотность, время истечения исследуемой жидкости; η_0, ρ_0, τ_0 – коэффициент вязкости, плотность, время истечения эталонной жидкости.

В качестве эталонной жидкости использовалось трансформаторное масло. Значения вязкости и плотности трансформаторного масла брались из справочного руководства [189]. Плотность исследуемых образцов магнитной жидкости измерялась пикнометром с объемом 25 мл. Времена истечения жидкости через капилляр τ и τ_0 находились в соответствии с методикой, проиллюстрированной на Рис. 19. Перед началом измерений подавалось питание на термодатчики уровня, т.е. с помощью источников постоянного тока (на Рис. 19 не изображены) через медную проволоку, которая окружает один из спаев термопары, пропускаться электрический ток. При помощи гофрированного сосуда жидкость затягивалась в вискозиметр, полностью заполняя измерительный и частично дополнительный резервуары. При этом оба датчика уровня были погружены в жидкость (Рис. 19а), и показание микровольтметра было близко к нулю. Далее гофрированный сосуд отсоединялся от вискозиметра, и жидкость под тяжестью своего веса начинала медленно вытекать из вискозиметра. Измерение времени истечения начинали в момент, когда уровень жидкости в вискозиметре опускался ниже отметки «m», и показание микровольтметра резко возрастало. Ненулевое показание микровольтметра сохранялось до тех пор, пока уровень жидкости находился между отметками «m» и «n» (Рис. 19б). Окончание измерения времени истечения жидкости через капилляр осуществляли в момент,

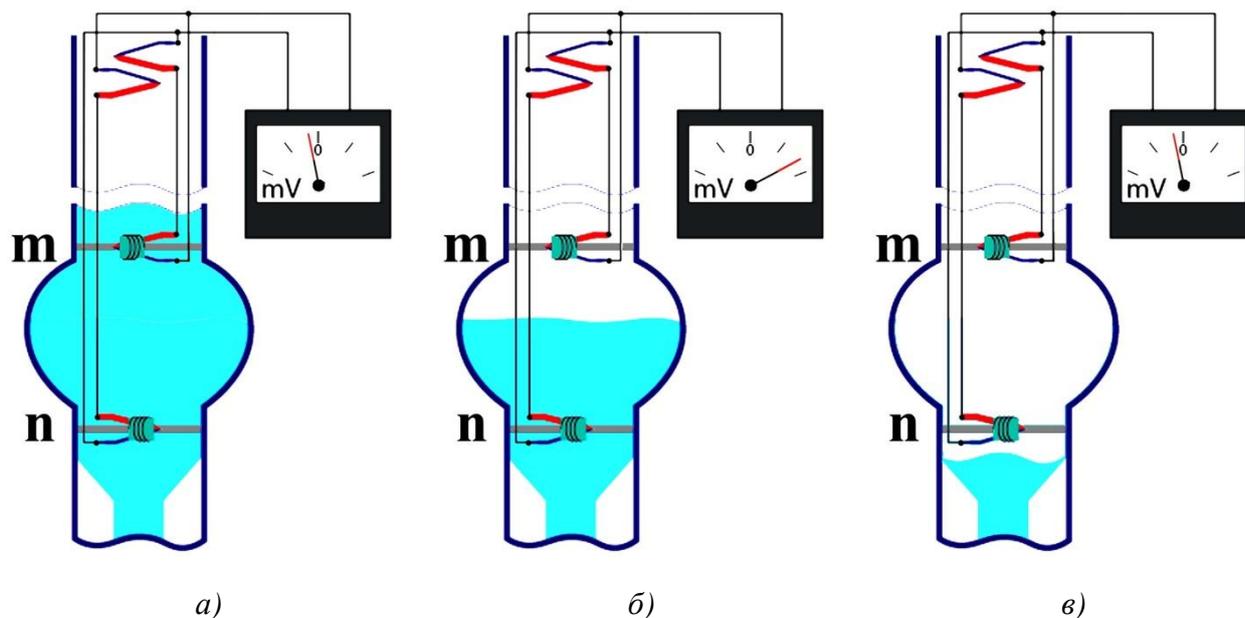


Рис. 19 Иллюстрация истечения жидкости из капиллярного вискозиметра:

а) уровень жидкости выше отметки «*m*», оба датчика находятся в жидкости, показание микровольтметра близко к нулю;

б) уровень жидкости между отметками «*m*» и «*n*», датчик уровня «*m*» в воздухе, датчик уровня «*n*» в жидкости, показание микровольтметра отлично от нуля;

в) уровень жидкости ниже отметки «*n*», оба датчика находятся в воздухе, показание микровольтметра близко к нулю.

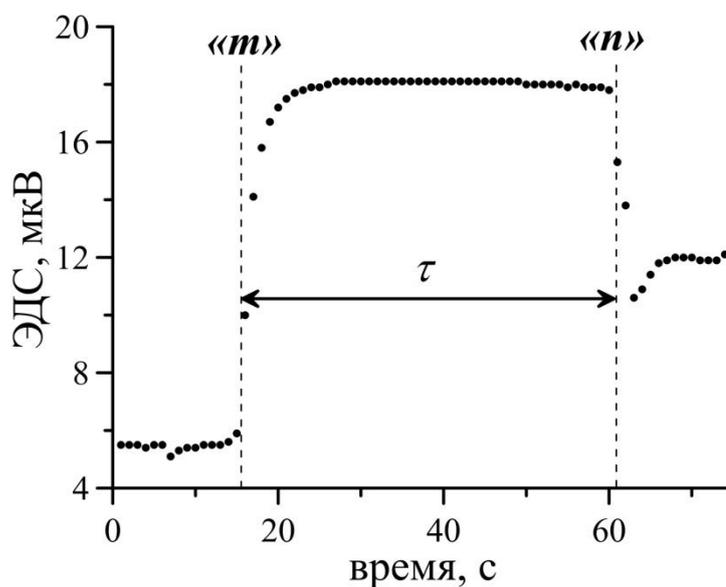


Рис. 20 Пример изменения показаний микровольтметра с течением времени с периодом измерений 1 с

когда уровень жидкости опускался ниже отметки «п», оба датчика оказывались в воздухе, и показание вольтметра резко устремлялось к нулю (Рис. 19в). Пример изменений показаний микровольтметра с течением времени приведён на Рис. 20. Видно, что изготовленные датчики имеют низкую тепловую инерцию, и время истечения t определяется с точностью до 1-2 секунд.

2.4.5. Результаты измерений

По окончании эксперимента были получены значения коэффициента вязкости всех образцов магнитных жидкостей МЖ_к и МЖ_у при температурах 20, 30, 40 и 50 °С. Результаты измерений объединены на общих графиках, представленных на Рис. 21 и Рис. 22. Из этих графиков можно заметить, что вязкость уменьшается с ростом температуры. Там же показаны данные (круглые точки) о температурной зависимости вязкости чистой жидкости-носителя (керосина на Рис. 21 и ундекана на Рис. 22). Анализ данных магнитной жидкости и жидкости-носителя позволяет сделать вывод о том, что с уменьшением объёмной доли магнетитовых частиц в магнитной жидкости её температурная зависимость вязкости стремится к температурной зависимости вязкости жидкости-носителя. Если сравнить значения коэффициентов вязкости магнитных жидкостей МЖ_к и МЖ_у между собой, то существенное различие в температурных зависимостях можно увидеть только для образцов D с «гидродинамической» концентрацией коллоидных частиц 0.40.

Для сравнения результатов опыта с известными теоретическими моделями [191, 192, 195] были построены графики зависимости эффективной вязкости магнитных жидкостей от «гидродинамической» концентрации коллоидных частиц (Рис. 23 и Рис. 24). Как видно из рисунков, наиболее подходящей для аппроксимации полученных данных является модифицированная модель Чонга [195]. Значения эффективной вязкости МЖ_к (Рис. 23) совпадают со значениями, соответствующими модифицированной модели Чонга [195] при $\tilde{\varphi} < 0.3$, и лежат выше модельной кривой при $\tilde{\varphi} > 0.3$. Максимальная зафиксированная разница данных опыта и модели для образца D при температуре 20 °С равна 7.6 или 64%

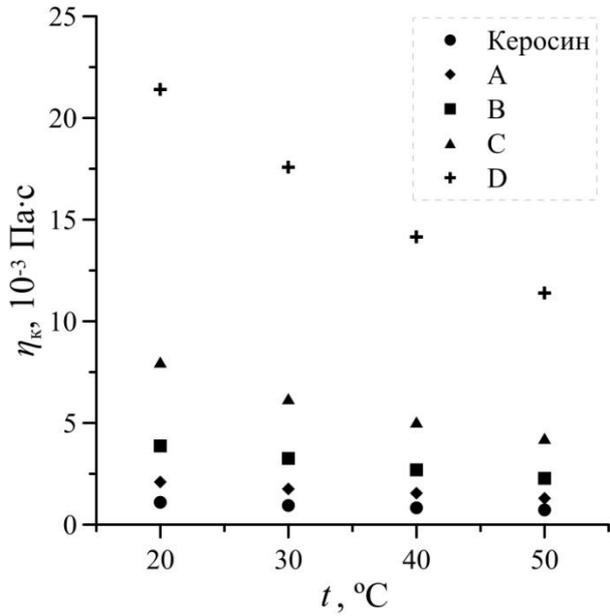


Рис. 21 Зависимость коэффициента вязкости магнитной жидкости МЖ_к от температуры при различных объёмных долях магнетитовых частиц

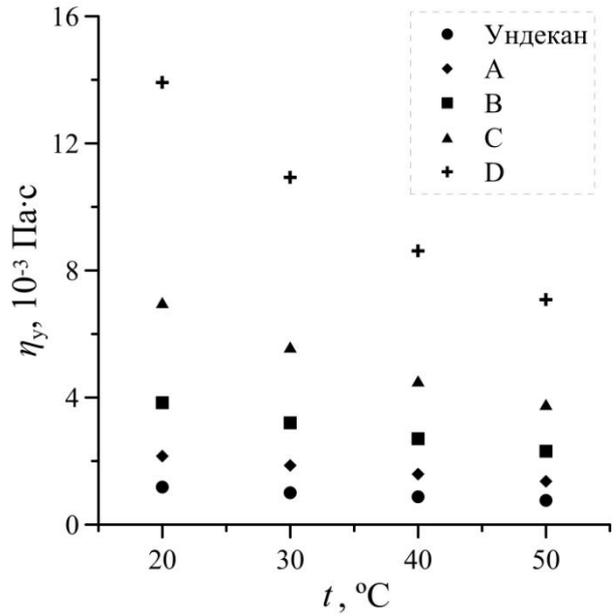


Рис. 22 Зависимость коэффициента вязкости магнитной жидкости МЖ_у от температуры при различных объёмных долях магнетитовых частиц

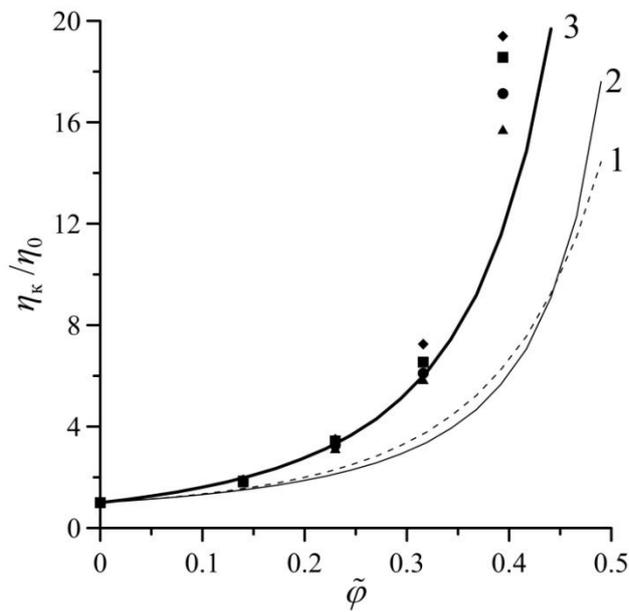


Рис. 23 Зависимость эффективной вязкости МЖ_к от концентрации частиц. Ромбы – 20 °C, квадраты – 30 °C, круги – 40 °C, треугольники – 50 °C. Кривая 1 – модель Вэнда, 2 – модель Чонга, 3 – модифицированная модель Чонга

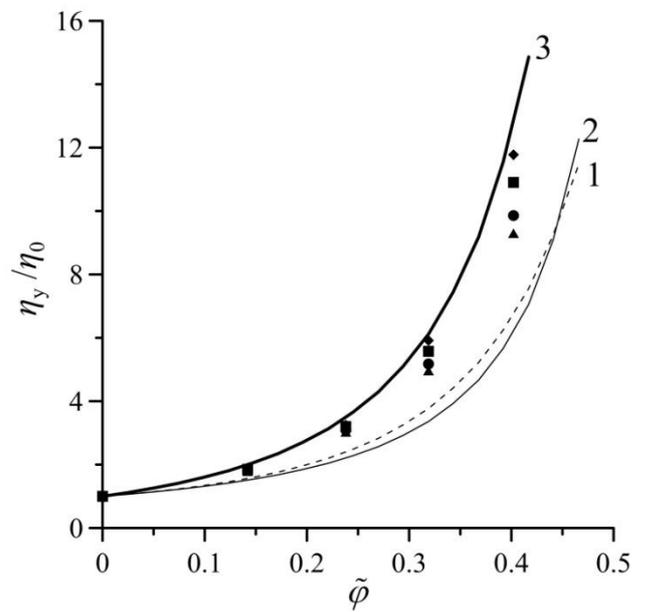


Рис. 24 Зависимость эффективной вязкости МЖ_у от концентрации частиц. Ромбы – 20 °C, квадраты – 30 °C, круги – 40 °C, треугольники – 50 °C. Кривая 1 – модель Вэнда, 2 – модель Чонга, 3 – модифицированная модель Чонга

относительно модельного значения. Для всех образцов МЖ_у (Рис. 24) экспериментальные значения эффективной вязкости согласуются с теоретическими значениями [195], либо последние оказываются завышенными по сравнению с данными опытов. Наибольшее различие наблюдается для образца D при температуре 50 °С и составляет 3.4 или 27% относительно модельного значения.

Для более точной аппроксимации данных опыта используем формулу, подобную модели Чонга [192]:

$$\eta = \eta_0 \left(1 + \frac{a}{2} \frac{\tilde{\varphi} \tilde{\varphi}_m}{(\tilde{\varphi}_m - \tilde{\varphi})} \right)^2. \quad (18)$$

Применяя метод подгонки, можно выбрать значения этих коэффициентов таким образом, чтобы полученная концентрационная зависимость вязкости максимально точно воспроизводила экспериментальные данные. В формуле (18) в качестве подгоночных коэффициентов задаем коэффициент a при линейном члене в полиномиальном разложении и «гидродинамическую» концентрацию плотной упаковки частиц $\tilde{\varphi}_m$. В результате мы приходим к семейству моделей, каждая из которых работает только для конкретной магнитной жидкости при определённой постоянной температуре.

Таблица 3 Значения подгоночных коэффициентов для МЖ_к и МЖ_у при различных температурах

МЖ _к			МЖ _у		
$t, ^\circ\text{C}$	a	$\tilde{\varphi}_m$	$t, ^\circ\text{C}$	a	$\tilde{\varphi}_m$
20	4.2	0.52	20	4.1	0.60
30	3.9	0.52	30	4.1	0.63
40	3.7	0.52	40	4.0	0.65
50	3.6	0.52	50	4.0	0.66

В таблице 3 представлены значения подгоночных коэффициентов, найденных при согласовании модели (18) с данными опытов. Для МЖ_к коэффициент a уменьшается с ростом температуры, а величина $\tilde{\varphi}_m$ не изменяется и принимает меньшее значение по сравнению с результатами других работ: 0.74 ([22]); 0.605 ([192]); 0.612 ([194, 195]). Для МЖ_у параметры a и $\tilde{\varphi}_m$ зависят от температуры иным образом: a практически не изменяется; $\tilde{\varphi}_m$ увеличивается на 10% с ростом температуры от 20 °С до 50 °С.

Результаты измерений вязкости МЖ_к и МЖ_у показали, что модифицированная модель Чонга лучше других моделей подходит для аппроксимации данных опыта, но даёт лишь качественное описание. Для более точного описания необходимо для каждой магнитной жидкости и температуры подбирать свою аппроксимационную зависимость. В итоге получено большое разнообразие моделей, которое можно объяснить существенной зависимостью вязкости от характеристик агрегатов, присутствующих в магнитной жидкости. Как и коллоидные частицы, агрегаты распределены по размерам. Это распределение зависит от температуры. В частности, с ростом температуры средний размер агрегатов убывает, что приводит к уменьшению коэффициента a . В пределе высоких температур, можно предположить, что агрегаты из-за интенсивного теплового движения молекул жидкости-носителя и отдельных твёрдых частиц разрушаются, и значение коэффициента a приближается к эйнштейновскому – 2.5.

2.5. Выводы по главе 2

Разработана и реализована методика наблюдения за тепловой конвекцией в горизонтальном слое жидкости с использованием тепловизора. Основной её особенностью является применение пластины LiF в качестве верхней границы слоя. Фторид лития прозрачен для инфракрасного излучения, что позволяет фиксировать поле температур на поверхности магнитной жидкости.

Для повышения точности измерений была создана система термостатирования верхней границы. Она позволила уменьшить влияние внешних условий, расширить диапазон рабочих перепадов температур (от 2 до 24 °С), провести конвективные эксперименты, поддерживая постоянной среднюю температуру магнитной жидкости независимо от перепада температур на слое.

В опытах с трансформаторным маслом были зафиксированы конвективные режимы, подобные режимам в бинарных жидкостях, появление которых связано с термодиффузией молекулярных компонент масла. Совпадение результатов, полученных разными методами (с помощью тепловизора и теневыми методами) демонстрирует их достоверность и означает, что при исследовании конвекции в магнитной жидкости на основе многокомпонентного молекулярного носителя (керосин, трансформаторное масло и др.) следует учитывать влияние термодиффузии компонент носителя, особенно, вблизи порога устойчивости механического равновесия.

Для измерения вязкости магнитной жидкости изготовлена установка на основе капиллярного вискозиметра ВПЖ-2. Главной её особенностью являлись оригинальные датчики, которые позволяли определять время вытекания непрозрачной магнитной жидкости из вискозиметра. Датчики представляли собой термодпары со спаями, окружёнными тонкой проволокой, по которой тек электрический ток. Они реагировали на изменение теплопроводности окружающего их вещества.

Показано, что для исследуемых в диссертационной работе магнитных жидкостей наиболее подходящей для аппроксимации экспериментальных данных является модифицированная формула Чонга [192]. Методом подгонки, с применением двух подгоночных коэффициентов, получен ряд других модификаций формулы Чонга для количественного описания концентрационной зависимости вязкости исследуемых образцов.

ГЛАВА 3. **КОНВЕКЦИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ СЛОЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ**

Глава 3 посвящена экспериментальному исследованию гравитационной конвекции в горизонтальном слое магнитной жидкости. Магнитные коллоидные жидкости, представляющие собой дисперсные системы с взвешенными магнетитовыми частицами в несущей жидкости (керосине, трансформаторном масле и др.), нашли широкое применение в различных областях науки и техники.

Исследование конвекции неоднородно нагретой магнитной жидкости в поле тяжести, даже в отсутствие магнитного поля, является сложной задачей. Помимо градиента температуры на конвективную устойчивость магнитной жидкости могут оказывать влияние такие механизмы, как термодиффузия и барометрическое расслоение коллоидных частиц жидкости. Магнитная жидкость непрозрачна, поэтому многие полевые методы исследования (такие как PIV, теневые и др.), предназначенные для определения полей температуры и скорости в прозрачных жидкостях, не подходят при работе с ней.

Существует ряд работ [171-174], в которых визуализация поля температуры с поверхности магнитной жидкости производилась при помощи термочувствительной жидкокристаллической плёнки. Но особенности использования жидкокристаллической плёнки создавали серьёзные ограничения, не позволяющие проводить полноценные количественные наблюдения за полем температуры. Авторам этих работ впервые удалось зафиксировать нерегулярное пространственно-временное поведение конвективных структур в горизонтальном слое магнитной жидкости. В своих исследованиях они задействовали рабочие полости, высоты которых составляли 2.0, 3.5 и 5.0 мм. При высотах 3.5 и 5.0 мм конвекция в полости возбуждалась жёстко с гистерезисом, а при 2.0 мм – мягко, без гистерезиса. Конвективные течения визуализировались только для полости высотой 3.5 мм с их жёстким возбуждением в слое. Для случая с мягким возбуждением конвекции визуализация течений вблизи порога устойчивости механического равновесия не производилась.

Разработанный в рамках диссертационной работы и описанный в главе 2 метод наблюдения с применением тепловизора даёт возможность провести количественные измерения вблизи порога возникновения конвекции при её мягком возбуждении.

3.1. Свойства исследуемого образца магнитной жидкости и основные параметры рабочей полости

В эксперименте использовалась магнитная жидкость на основе керосина с 14%-ным объёмным содержанием магнетитовых частиц, средний размер которых составил 10 нм. Магнитные частицы, взвешенные в керосине, стабилизированы олеиновой кислотой. Толщина поверхностного слоя молекул стабилизатора составляет 2 нм. Значения величин из таблицы 4, задающих физические свойства исследуемого образца, учитывались при вычислении числа Рэлея по формуле:

$$Ra = \frac{g\beta_T}{\nu\chi} h^3 \Delta t_f \quad (19)$$

где Δt_f – перепад температур на слое жидкости.

Таблица 4 Физические свойства магнитной жидкости

Плотность, ρ (кг/м ³)	$1.4 \cdot 10^3$
Удельная теплоёмкость, c (Дж/(кг·К))	$1.3 \cdot 10^3$
Коэффициент динамической вязкости, η (Па·с)	$7.7 \cdot 10^{-3}$
Коэффициент кинематической вязкости, ν (м ² /с)	$5.3 \cdot 10^{-6}$
Коэффициент теплопроводности, κ (Вт/(м·К))	0.19
Коэффициент температуропроводности, χ (м ² /с)	$0.10 \cdot 10^{-6}$
Коэффициент диффузии, D (м ² /с)	$1.9 \cdot 10^{-11}$
Коэффициент теплового расширения жидкости, β_T (1/К)	$7.7 \cdot 10^{-4}$

Рабочая полость, конфигурация которой подробно описана в главе 2, имела высоту $h = 3.0$ мм и диаметр 58 мм. Выбор значения высоты сделан в соответствии с целью эксперимента – исследованием течения вблизи порога устойчивости механического равновесия при мягком возбуждении конвекции.

Для нахождения числа Нуссельта взята пластина из гетинакса толщиной 0.47 мм. Теплопроводность гетинакса составляет 2 Вт/(м·К).

3.2.Обработка термограмм

После получения видеоряда, состоящего из термограмм (изображений температурного поля), вычислялась величина $\theta = (t_1 - t_2)$, определяющая возмущения температуры в точке на верхней границы слоя магнитной жидкости. Где t_1 и t_2 – это средние температуры с областей, выделенных на Рис. 25 круглыми контурами 1 и 2, соответственно. Области 1 и 2 включали соответственно 32 и 40062 пикселя измерительной матрицы тепловизора. Область 1 выбиралась не точечной с целью уменьшения случайной погрешности. Далее выделялись зависимости, показывающие изменение θ с течением времени τ с шагом 0.5 мин. Длительность проводимых опытов варьировалась от 29 до 129 часов. Для полученных зависимостей $\theta(\tau)$ строились Фурье спектры, и проводился анализ с помощью вейвлет-преобразования Морле.

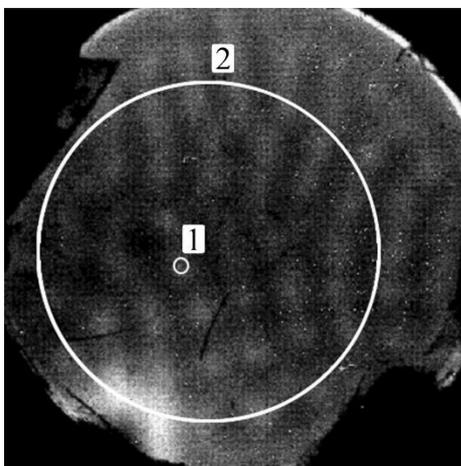


Рис. 25 Пример термограммы с поверхности магнитной жидкости, полученный с помощью тепловизора

3.3.Режимы конвекции

Эксперименты по исследованию гравитационной конвекции в горизонтальном слое магнитной жидкости в настоящей работе делились на две серии, отличающиеся друг от друга выбором начального состояния жидкости.

Перед проведением измерений в серии опытов №1 жидкость в течение двух недель находилась в неподвижном состоянии (механическом равновесии), после чего постепенно увеличивался перепад температур на границах слоя от 0 до 12 °С. В серии опытов №2 жидкость предварительно перемешивалась в течение двух суток посредством конвекции, появляющейся при перепаде температур на границах слоя равном 12 °С. Далее значение перепада температур постепенно уменьшалось до 0 °С. В обеих сериях средняя температура магнитной жидкости в слое составляла 30 ± 1 °С.

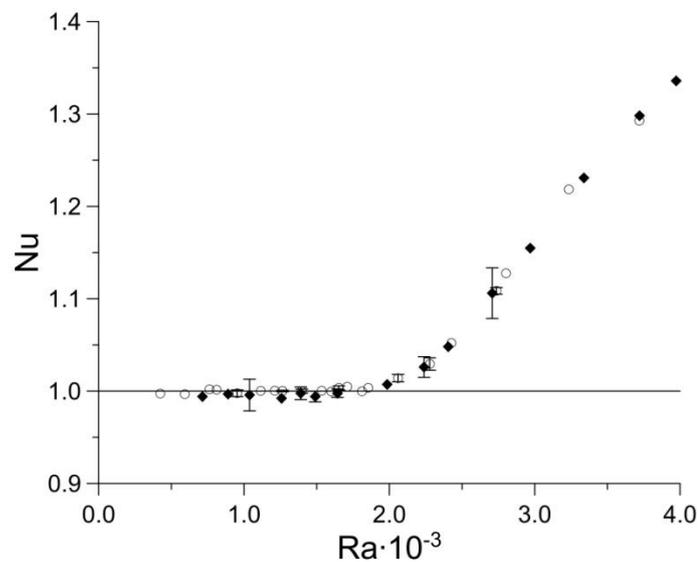


Рис. 26 График зависимости числа Нуссельта от числа Рэлея. Круги – серия опытов №1, ромбы – серия опытов №2

Возникновение и развитие конвекции в подогреваемом снизу горизонтальном слое магнитной жидкости сопровождалось изменением теплового потока, проходящего через слой. Многократные измерения числа Нуссельта Nu (Рис. 26) показали, что конвекция в слое возбуждается мягко. Кривая $Nu(Ra)$ в серии опытов №1 (круги) совпадает с аналогичной кривой из серии №2 (ромбы).

3.3.1. Серия опытов №1

На Рис. 27 представленный диапазон Ra разделён штриховыми линиями на три области. В области I существовало механическое равновесие жидкости, в

области II – упорядоченное (почти волновое) движение температурных возмущений вдоль горизонтального слоя и в области III – нерегулярное поведение конвективных ячеистых структур.

Колебательный режим конвекции II возбуждался мягко при значении числа Рэлея, соответствующем потере устойчивости равновесия жидкости и равном $1.6 \cdot 10^3$ ($\Delta t_f = 4.2$ °C). Верхняя граница существования этого режима определялась значением числа Рэлея равным $2.2 \cdot 10^3$ ($\Delta t_f = 5.8$ °C). На Рис. 28а-в показаны термограмма, Фурье-спектр, зависимость возмущений температуры от времени $\theta(\tau)$ и вейвлет-диаграмма колебаний при $Ra = 2.0 \cdot 10^3$ ($\Delta t_f = 5.3$ °C). Возмущения температуры рассматривались относительно ее среднего значения вблизи верхней границы слоя: $\bar{t}_f = 27.4$ °C. Фурье-спектр (Рис. 28б), построенный для зависимости $\theta(\tau)$ (Рис. 28в), содержит выделенную гармонику с частотой колебаний $f = 0.14$ мин⁻¹ или периодом $T = 7.1$ мин. Как показал вейвлет-анализ (Рис. 28г), колебания с такой частотой существуют на протяжении практически всего опыта. Эти колебания связаны с упорядоченным движением конвективных ячеистых структур.

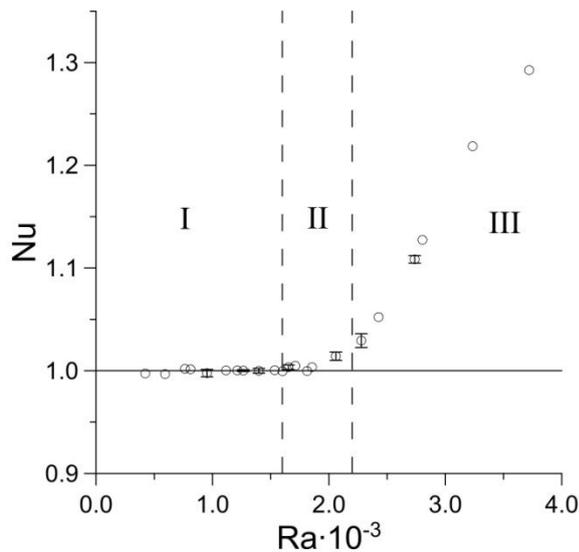


Рис. 27 Зависимость числа Нуссельта от числа Рэлея $Nu(Ra)$. I – механическое равновесие; II – волновое поведение температурных возмущений; III – нерегулярное поведение конвективных структур

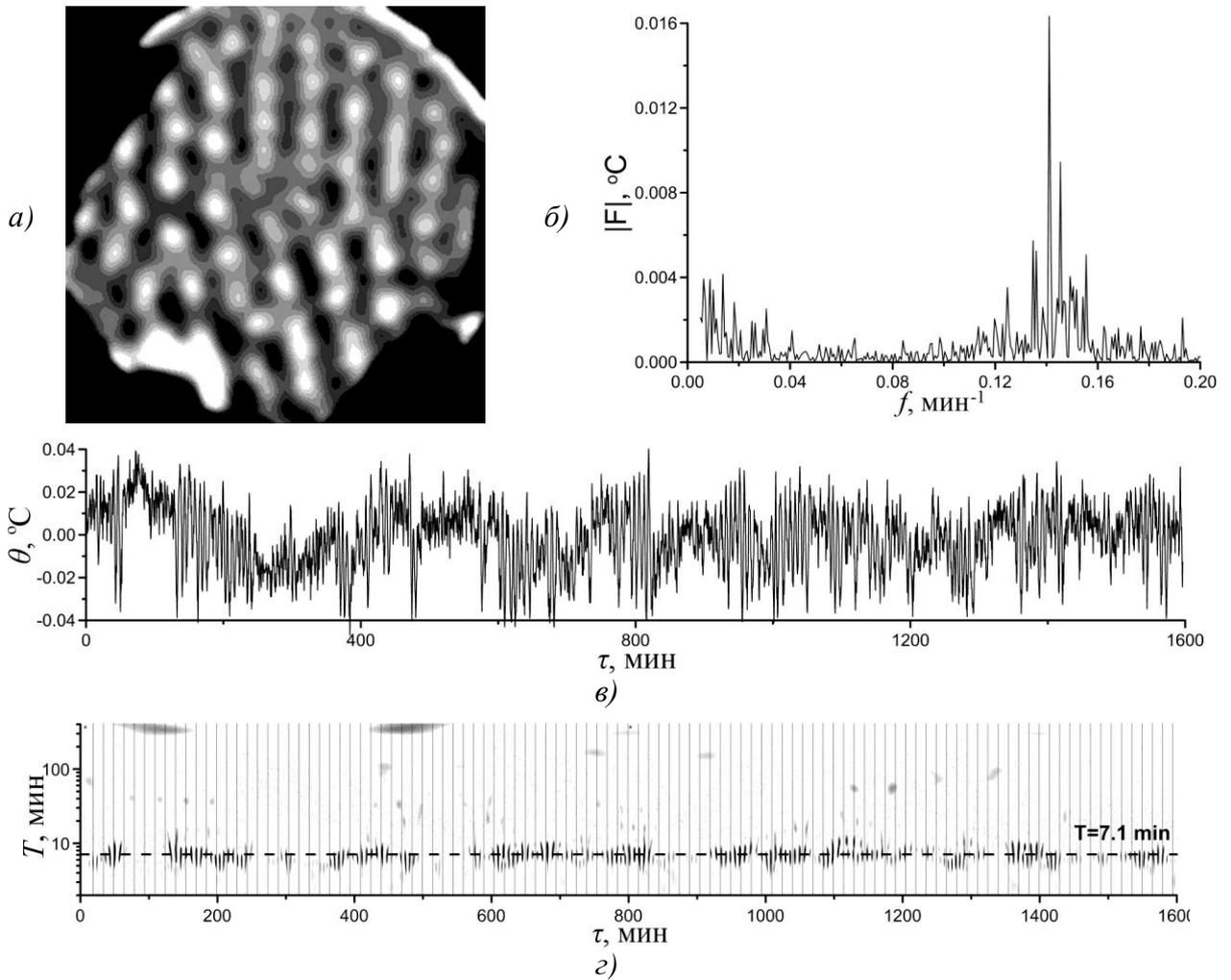


Рис. 28 Серия опытов №1 при $Ra = 2.0 \cdot 10^3$: а) термограмма; б) Фурье-спектр; в) $\theta(\tau)$; г) вейвлет-диаграмма

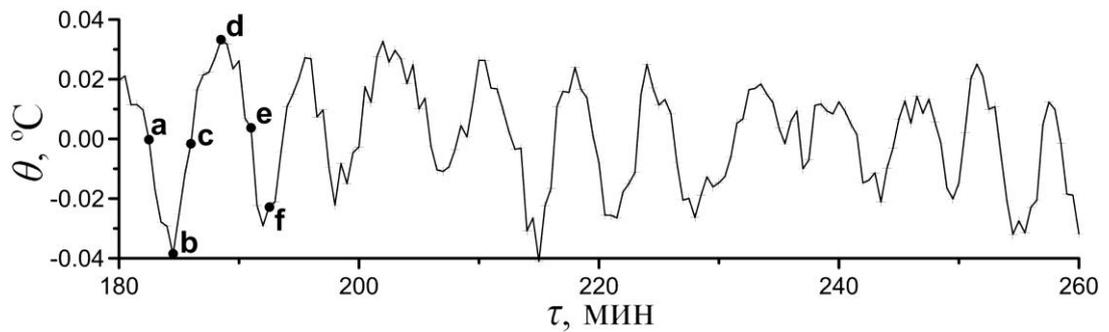


Рис. 29 Часть зависимости $\theta(\tau)$, показанной на рис. 28в, продолжительностью в 10 периодов колебаний

На Рис. 29 дополнительно приведена часть зависимости $\theta(\tau)$, на которой точками a, b, c, d, e, f отмечены значения возмущений температуры в моменты времени, отстающие друг от друга на четверть периода. На Рис. 30 изображены поля температуры с поверхности магнитной жидкости вблизи верхней границы слоя в моменты времени, относящиеся к точкам a, b, c, d, e, f на Рис. 29. Более нагретые участки жидкости соответствуют светлым областям, менее нагретые участки жидкости – темным областям. Возникающие в объеме неоднородно нагретой магнитной жидкости конвективные ячейки перемещаются вдоль слоя так, как если бы они двигались по некоторому «каналу». Зарождающиеся ячейки (одна из ячеек отмечена чёрной стрелкой на Рис. 30a-f) пробегают вдоль своего «канала», при этом среднее значение температурных возмущений в контрольной области на поверхности коллоида (область на Рис. 30, выделенная белым круглым контуром), отстающей от оси цилиндрической экспериментальной полости на 9 мм, меняется колебательным образом. Максимальная величина температурных возмущений (точка d на Рис. 29) фиксируется в моменты времени, когда восходящие потоки жидкости конвективной ячейки оказываются в контрольной области (Рис. 30d).

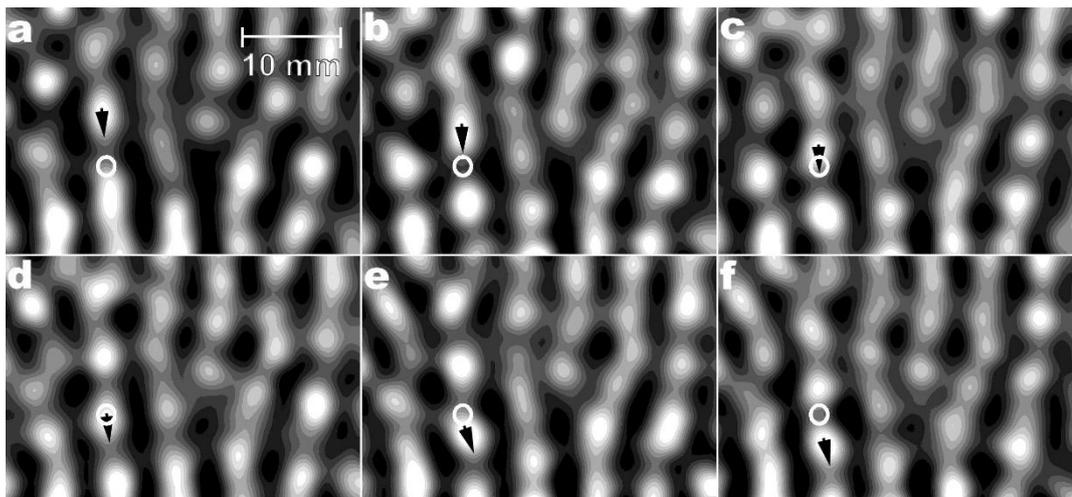


Рис. 30 Изображения поля температуры с поверхности магнитной жидкости, соответствующие 6-ти моментам времени, отмеченным на рис. 29. Центр изображения соответствует центру экспериментальной полости

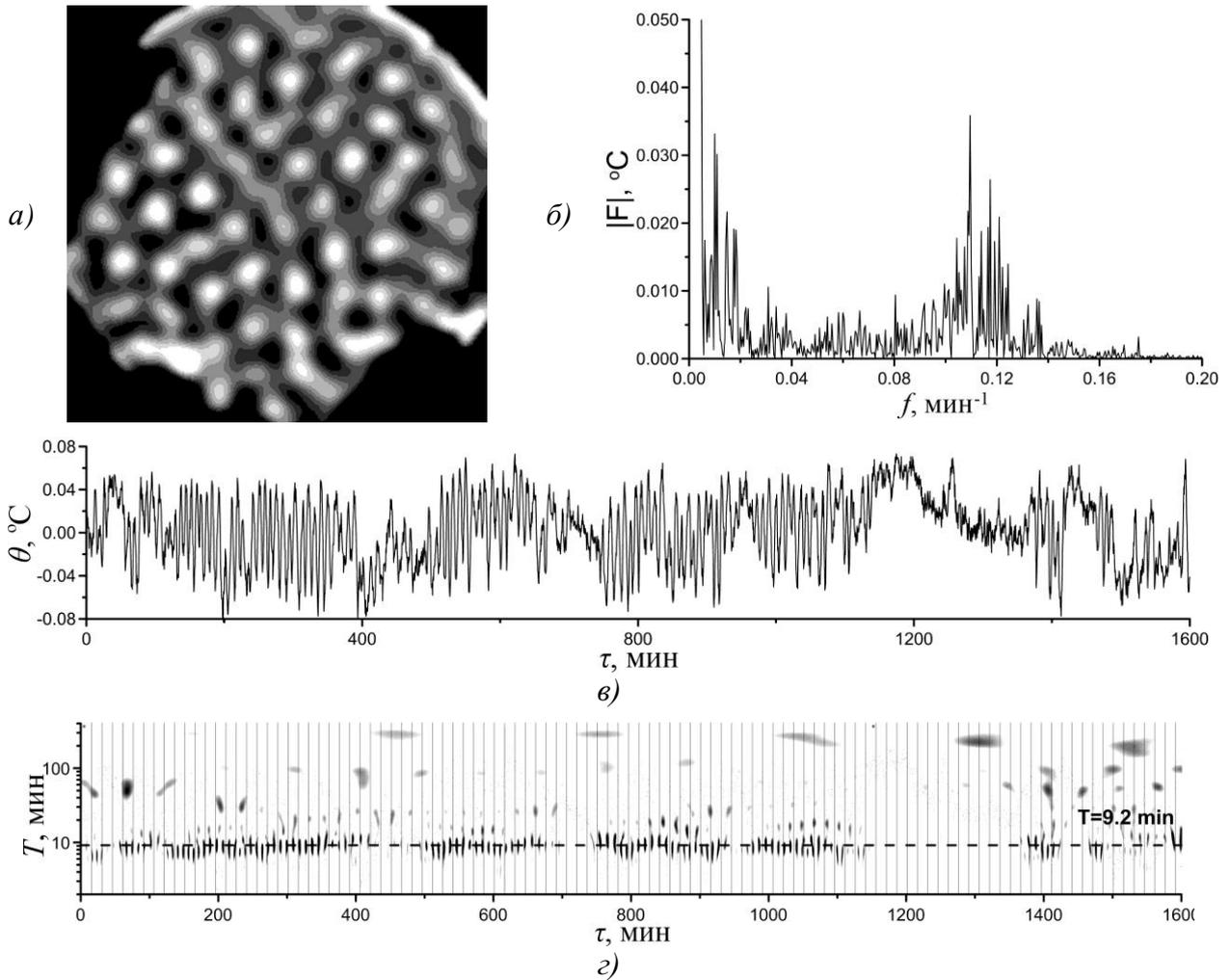


Рис. 31 Серия опытов №1 при $Ra = 2.2 \cdot 10^3$: а) термограмма; б) Фурье-спектр; в) $\theta(\tau)$; г) вейвлет-диаграмма

На Рис. 31а-в показаны термограмма, Фурье-спектр, зависимость возмущений температуры от времени $\theta(\tau)$ и вейвлет-диаграмма колебаний при $Ra = 2.2 \cdot 10^3$ ($\Delta t_f = 5.8$ °C). При таком числе Рэлея конвективные ячейки также, как и при $Ra = 2.0 \cdot 10^3$ перемещаются вдоль «каналов», пробегая через контрольную область с частотой 0.11 мин^{-1} , что соответствует периоду колебаний $T = 9.2 \text{ мин}$ (Рис. 31б). При задании перепада температур на границах слоя в 5.8 °C происходит переход от режима II к режиму III. В этом случае в спектре кроме основной гармоники с частотой 0.11 мин^{-1} присутствуют компоненты с частотами меньше 0.04 мин^{-1} . С ростом числа Рэлея от $Ra = 2.0 \cdot 10^3$ до $Ra = 2.2 \cdot 10^3$ значения компонент спектра Фурье для этих частот растут и приближаются к значениям компонент основной частоты. Кроме того, регулярные колебания с частотой основной гармоники могут исчезать на несколько десятков минут, а

затем возобновляться с той же амплитудой и частотой. Например, на графике зависимости $\theta(\tau)$ и вейвлет-диаграмме (Рис. 31в-г) в интервале времени от 1130 до 1370 мин колебания отсутствуют.

Дальнейший рост числа Рэлея приводит к исчезновению регулярных колебаний. На Рис. 32а-в изображены термограмма, Фурье-спектр, зависимость возмущений температуры от времени $\theta(\tau)$ и вейвлет-диаграмма колебаний при $Ra = 2.7 \cdot 10^3 (\Delta t_f = 7.0 \text{ } ^\circ\text{C})$. Как видно из рисунков, спектр сигнала не имеет выделенных частот, а возмущения температуры меняются нерегулярным образом на протяжении всего времени наблюдения, которое достигало в некоторых опытах 80 часов.

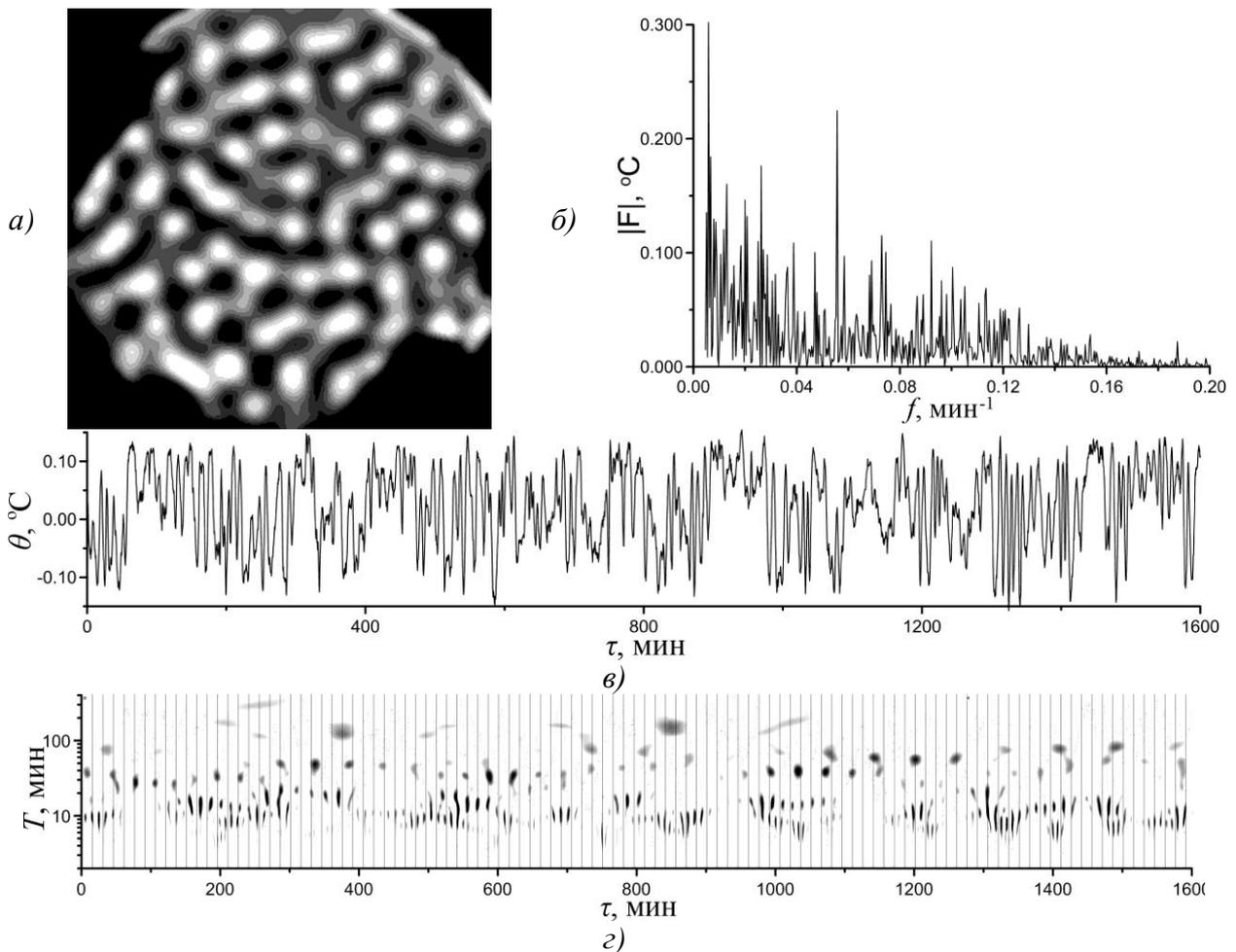


Рис. 32 Серия опытов №1 при $Ra = 2.7 \cdot 10^3$: а) термограмма; б) Фурье-спектр; в) $\theta(\tau)$; г) вейвлет-диаграмма

3.3.2. Серия опытов №2

При проведении опытов из серии №2 обнаружена другая последовательность конвективных режимов по сравнению с опытами из серии №1. На Рис. 33 приведён график зависимости $Nu(Ra)$, где штриховыми линиями выделены области наблюдаемых режимов конвекции. С уменьшением числа Рэлея от $4.6 \cdot 10^3$ до 0 имела место следующая последовательность режимов конвекции: III – режим нерегулярного поведения конвективных структур; IV – режим крупномасштабного вихревого течения; I – механическое равновесие. Колебательный режим II не регистрировался: при достижении порогового значения числа Рэлея $Ra = 1.6 \cdot 10^3 (\Delta t_f = 4.2 \text{ }^\circ\text{C})$, соответствующего потере устойчивости механического равновесия для экспериментов из серии №1, режим III сменялся новым режимом IV. Термограмма поверхности магнитной жидкости вблизи верхней границы слоя при $Ra = 1.5 \cdot 10^3 (\Delta t_f = 4.0 \text{ }^\circ\text{C})$ для режима IV изображена на Рис. 34. Наличие крупномасштабного течения в пределах всей полости идентифицировалось по смещениям тепловых пятен (более тёплых белых и более холодных темных пятен на термограмме). На Рис. 34 стрелками показано направление движения тепловых пятен. Крупномасштабный вихрь, охватывающий весь слой, оставался устойчивым на протяжении всего времени наблюдения, которое в некоторых экспериментах составляло порядка 5-6 суток. Механическое равновесие в серии опытов №2 наступало при числе Рэлея равном $Ra = 0.87 \cdot 10^3 (\Delta t_f = 2.3 \text{ }^\circ\text{C})$.

На Рис. 35а-в построены термограмма, Фурье-спектр, зависимость возмущений температуры от времени $\theta(\tau)$ и вейвлет-диаграмма колебаний при $Ra = 2.3 \cdot 10^3 (\Delta t_f = 6.1 \text{ }^\circ\text{C})$. Как видно, зависимость температурных возмущений от времени носит случайных характер, а спектр возмущений, как и для режима III в экспериментах из серии №1, не содержит выделенной гармоник. Для сравнения на Рис. 36а-в приведены термограмма, Фурье-спектр, зависимость возмущений температуры от времени $\theta(\tau)$ и вейвлет-диаграмма колебаний при $Ra = 2.0 \cdot 10^3 (\Delta t_f = 5.2 \text{ }^\circ\text{C})$, при котором в экспериментах из серии №1 наблюдались колебания.

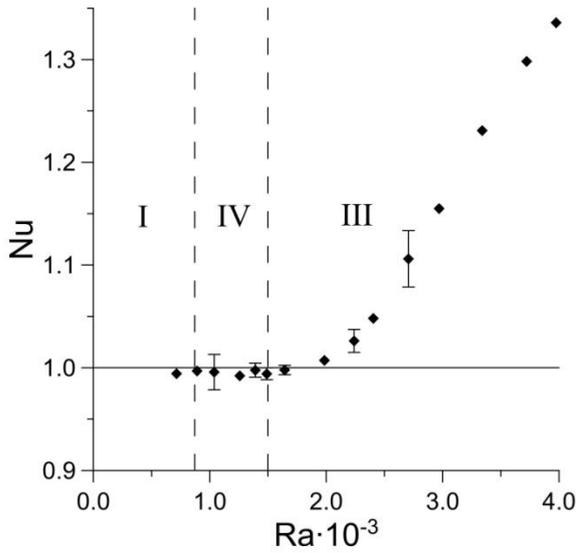


Рис. 33 $Nu(Ra)$. I – механическое равновесие; III – нерегулярное поведение конвективных структур; IV – крупномасштабный вихрь

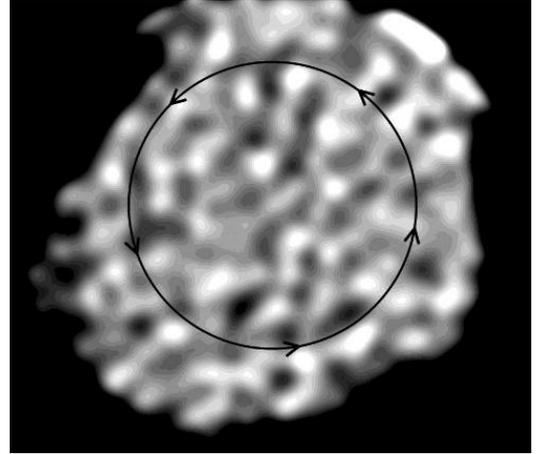


Рис. 34 Крупномасштабный вихрь. Стрелки показывают направление вихревого движения

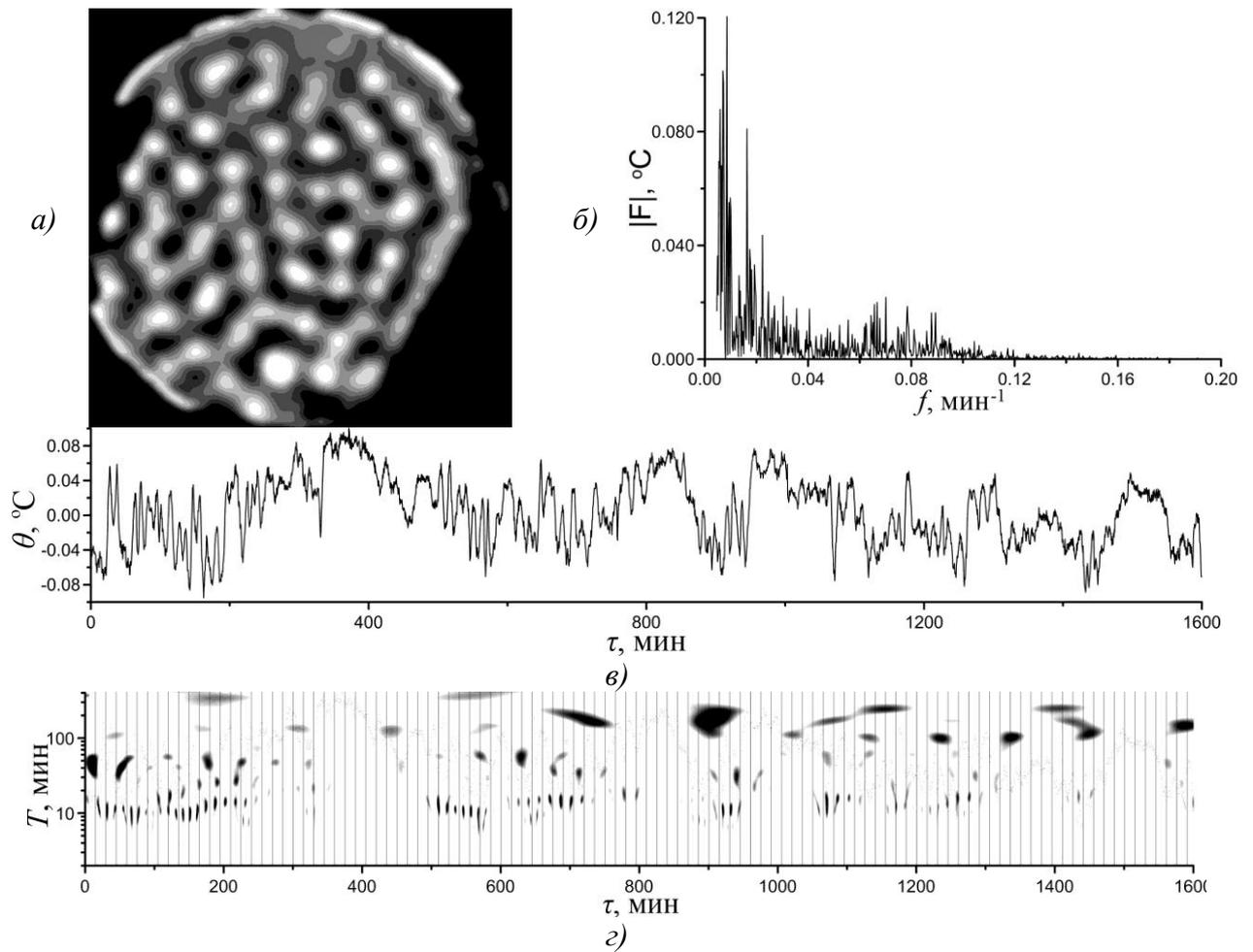


Рис. 35 Серия опытов №2 при $Ra = 2.3 \cdot 10^3$: а) термограмма; б) Фурье-спектр; в) $\theta(\tau)$; г) вейвлет-диаграмма

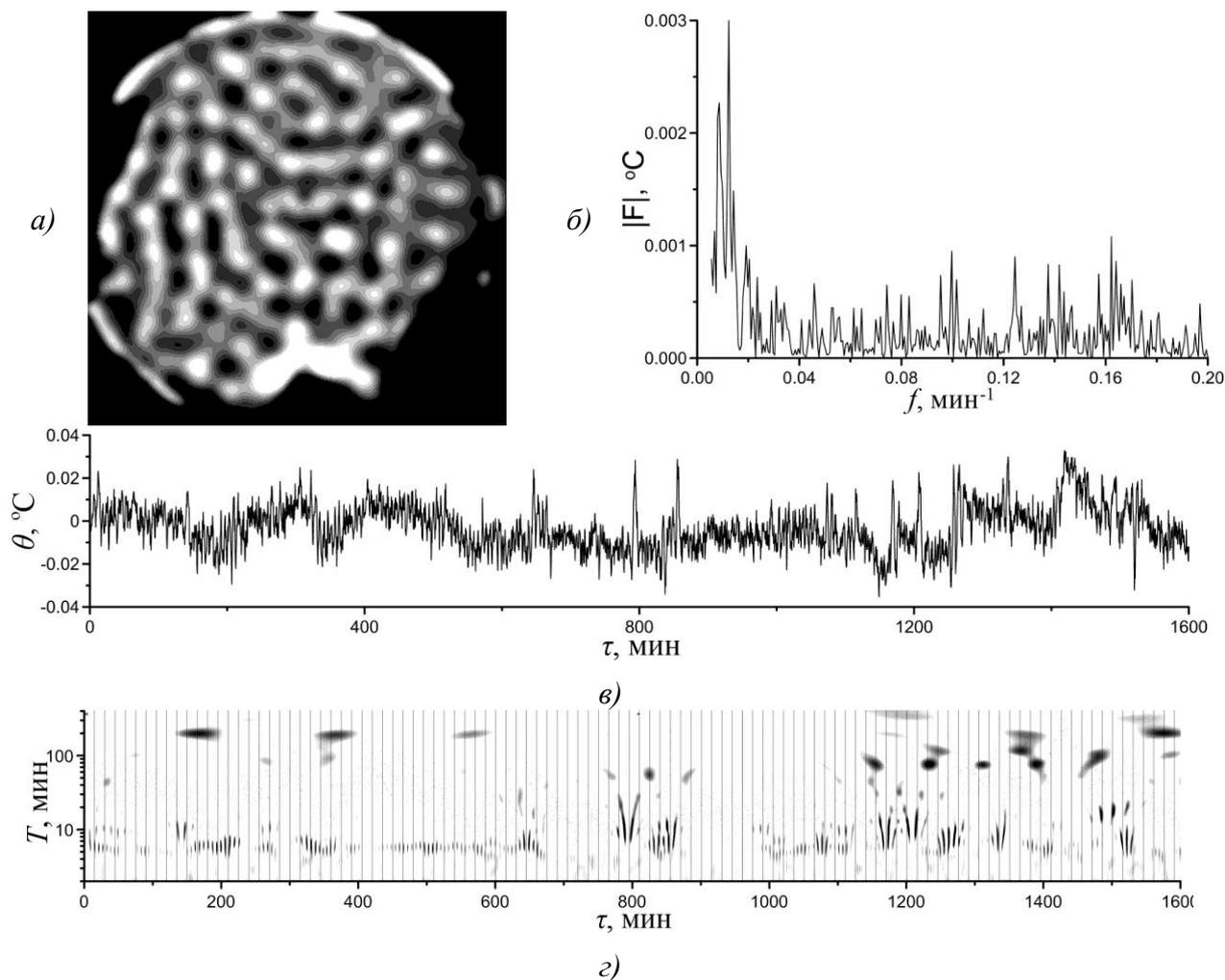


Рис. 36 Серия опытов №2 при $Ra = 2.0 \cdot 10^3$: а) термограмма; б) Фурье-спектр; в) $\theta(\tau)$; г) вейвлет-диаграмма

При задании таких условий нагрева в опытах из серии №2 квазирегулярные колебания не были обнаружены. В спектре пульсаций (Рис. 36б) и вейвлет-диаграмме нет выделенной гармоника, амплитуда и частота которой были бы равны аналогичным характеристикам квазирегулярных колебаний из серии №1.

3.4. Влияние седиментации агрегатов на конвективные колебания в надкритичной области

Изучая гравитационную конвекцию в горизонтальном слое магнитной жидкости в условиях неоднородного нагрева, мы провели две серии опытов. В опытах серии №1 по мере роста числа Рэлея механическое равновесие разрушалось конвективными течениями, при которых наблюдалось

упорядоченное (почти волновое) движение температурных возмущений вдоль горизонтального слоя (режим II). При дальнейшем увеличении числа Рэлея регистрировался режим нерегулярного поведения конвективных структур (режим III), при котором спектр сигнала для температурных возмущений в точке на поверхности коллоида не имел выделенной частоты. В экспериментах серии опытов №2 режим II отсутствовал, а возникающие нерегулярные конвективные течения при высоких числах Рэлея с уменьшением перепада температур на слое жидкости преобразовывались в крупномасштабное вихревое движение жидкости, охватывающее весь слой. В опытах серии №2 механическое равновесие устанавливалось при более низких значениях числа Рэлея, чем в опытах серии №1.

Мы считаем, что различие между двумя сериями опытов в конвективном поведении магнитной жидкости и значении числа Рэлея, при котором механическое равновесие теряет свою устойчивость или устанавливается в горизонтальном слое жидкости, связано с влиянием конкурирующих механизмов массопереноса: седиментацией и термодиффузией. На первый взгляд, седиментация коллоидных твёрдых частиц в гравитационном поле не должна влиять на конвекцию в магнитной жидкости, т.к. характерная длина седиментации ($l = k_B T_K / \Delta \rho V g$, где k_B – постоянная Больцмана, T_K – абсолютная температура по шкале Кельвина; $\Delta \rho$ – разность между плотностью частиц магнетита и плотностью жидкости-носителя, V – объём частицы, g – ускорение силы тяжести), составляющая 250 мкм для частиц диаметром 10 нм со слоем ПАВ толщиной 2 нм, в наших экспериментах намного больше толщины горизонтального слоя $h = 3.0$ мм. Но если принять во внимание наличие агрегатов в магнитной жидкости, состоящих из нескольких частиц, то градиенты концентрации частиц, обусловленные седиментацией, могут оказаться существенными вблизи порога при малых разностях температур. В таком случае, оценивая длину седиментации, мы должны учитывать размер и свойства агрегатов, а не отдельных коллоидных частиц.

Если предположить, что осаждение агрегированных частиц в гравитационном поле оказывает заметное действие на конвекцию, то длина седиментации будет сопоставима с толщиной экспериментальной полости. Оценка размера агрегатов по толщине полости, равной 3.0 мм, дает значение около 60 нм. В экспериментальной работе [170], где авторы исследовали квазисферические агрегаты в магнитной жидкости в отсутствии магнитного поля, использовались образцы жидкости (магнитные жидкости на основе керосина с 4-20% содержанием частиц магнетита), по своим свойствам и составу аналогичные нашим. В этой работе измеренный средний размер агрегатов в магнитной жидкости с 10% содержанием частиц составил 41 нм, а для 16% – 59 нм. Размер агрегата, полученный нами в результате оценки для толщины горизонтального слоя 3.0 мм, согласуется со значением размера агрегатов в 16%-ой магнитной жидкости, вычисленным в работе [170]. Таким образом, более высокое значение порога устойчивости механического равновесия, наблюдаемое в нашей работе в опытах из серии №1 по сравнению с опытами из серии №2, можно объяснить стабилизирующим эффектом седиментации агрегатов.

В опытах из серии №1 вблизи порога устойчивости механического равновесия обнаружен колебательный режим конвекции. Это показывает, что существуют два конкурирующих механизма: седиментация агрегатов, повышающая устойчивость равновесия, и нормальная термодиффузия, имеющая обратный, дестабилизирующий эффект. С ростом числа Рэлея надкритические колебания разрушаются тепловой конвекцией, которая начинает доминировать над более слабыми механизмами массопереноса (седиментацией и термодиффузией).

3.5. Выводы по главе 3

В отличие от известных более ранних работ нам удалось провести исследования конвекции в горизонтальном слое магнитной жидкости в надкритической области ($Ra/Ra_c < 1.5$). Показано, что в этой области параметров наблюдаются конвективные колебания, для которых в спектре пульсаций

температуры присутствует «размазанный» по частоте пик, соответствующий колебаниям с периодом 7–9 мин. Для колебательного режима характерна пространственная упорядоченность конвективных структур, которой нет в других случаях.

Проведены две серии опытов, отличающиеся начальными условиями. Показано, что возникновение колебательного режима зависит от исходного состояния магнитной жидкости. Колебания наблюдаются только в том случае, когда до начала опытов жидкость оставалась неподвижной минимум неделю (серия №1). В серии опытов №2 магнитная жидкость предварительно подвергалась конвективному перемешиванию при максимальных перепадах температур в течение нескольких суток. В этой серии опытов колебательный режим не регистрировался.

Несмотря на явные различия в конвективном поведении магнитной жидкости в околоскритичной области чисел Ra , по объединённым данным зависимости $Nu(Ra)$ можно сказать, что интегральный теплоперенос через плоский слой магнитной жидкости в нулевом внешнем магнитном поле не чувствителен к выбору начального состояния.

Сделано утверждение о влиянии седиментации агрегатов на формирование конвективных колебаний в надкритичной области. Приведена оценка минимального размера агрегатов (60 нм), при котором такое влияние возможно.

ГЛАВА 4. ВЛИЯНИЕ СРЕДНЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА КОНВЕКЦИЮ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Результаты конвективного эксперимента, представленные в главе 3, косвенно показали, что седиментационные процессы в магнитных жидкостях связаны не только с отдельными частицами, но и с агрегатами, размеры которых в шесть и более раз превышают размеры частиц. Такой вывод был сделан после анализа квазирегулярных колебательных конвективных течений, обнаруженных вблизи порога возникновения конвекции. Одним из основных параметров, характеризующих седиментацию в суспензиях, является длина седиментации. Она зависит от температуры. В рамках главы 4 описан эксперимент, цель которого – проанализировать влияние средней температуры магнитной жидкости на характеристики колебательных режимов конвекции в горизонтальном слое магнитной жидкости.

4.1. Свойства исследуемого образца магнитной жидкости и основные параметры рабочей полости

В качестве исследуемого образца была взята магнитная жидкость на основе ундекана. Выбор ундекана как жидкости-носителя связан с тем, что это однокомпонентная углеводородная жидкость, в которой нет молекулярных термодиффузионных процессов переноса вещества, как например это бывает в многокомпонентных жидкостях (керосине, трансформаторном масле и др.). Твёрдые магнетитовые частицы коллоида имеют средний размер в диаметре 9 нм, с поверхностным слоем молекул олеиновой кислоты толщиной 2 нм.

Объёмная доля магнетитовой твёрдой фазы оценивалась через измеренное значение плотности магнитной жидкости и справочные значения плотности ундекана и магнетита [198-200]. При этом образец рассматривался как двухфазная среда, состоящая из твёрдой (магнетита) и жидкой (ундекана) фаз. Данное упрощение обосновывается тем, что плотность присутствующей в образце олеиновой кислоты незначительно (по сравнению с плотностью магнетита)

отличается от плотности ундекана, и молекулы олеиновой кислоты в свободном от магнетитовых частиц состоянии практически не существуют. Рассчитанная таким образом объёмная доля магнетитовой твёрдой фазы составляет 14% от общего объёма образца.

Для целей эксперимента в исследовании следили за изменением с температурой следующих физических свойств образца: плотности, вязкости и теплопроводности. Перед проведением опытов плотность измерялась пикнометром, а вязкость капиллярным вискозиметром. На Рис. 37а и Рис. 37б собраны данные измерений, сделанные при различных температурах магнитного коллоида в диапазоне от 10 до 50 °С. Коэффициент теплопроводности определялся стационарным методом плоского слоя на базе экспериментальной установки, которая будет описана ниже. На Рис. 37в представлены результаты измерений коэффициента теплопроводности. Несколько характеристик исследуемого образца, таких как теплоёмкость и коэффициент объёмного расширения, были вычислены так же с помощью справочных данных о теплоёмкости и коэффициенте объёмного расширения ундекана и магнетита [198-200]. Теплоёмкость коллоида составила $1.3 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), а коэффициент теплового расширения – $0.75 \cdot 10^{-3}$ 1/К.

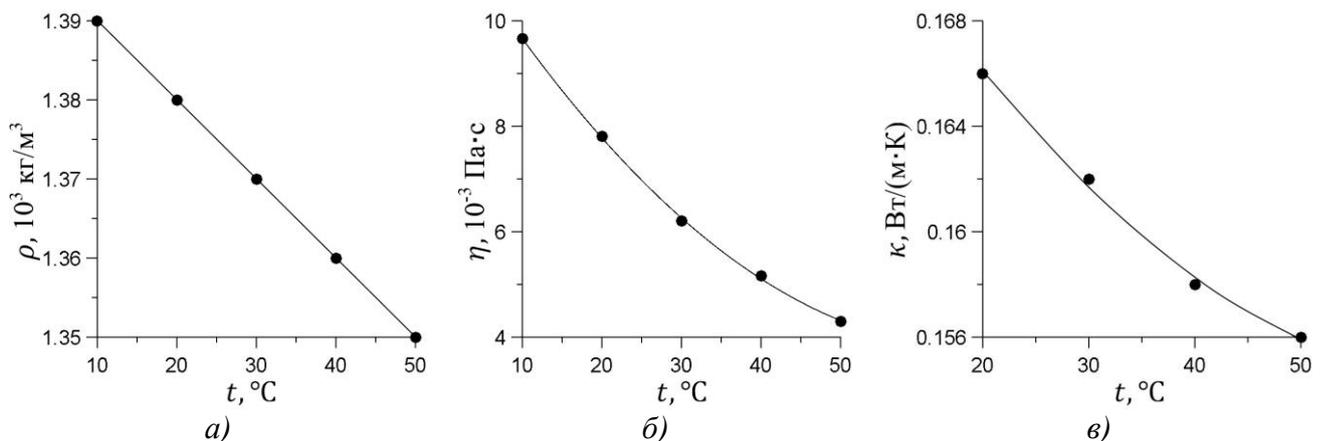


Рис. 37 Зависимости плотности (а), динамической вязкости (б) и теплопроводности (в) от температуры магнитной жидкости. Сплошная линия – линия аппроксимации. Погрешность не превышает а) 0.5% , б) 3%, в) 4%

Рабочая полость с конфигурацией, подробно описаной в главе 2, имела высоту 2.4 мм и диаметр 58 мм. Выбор значения высоты сделан в соответствии с целью эксперимента, а именно: исследованием течения вблизи порога устойчивости механического равновесия при мягком возбуждении конвекции. Для определения числа Нуссельта использовалась пластина из органического стекла толщиной 1.0 мм. Теплопроводность органического стекла составляет 2.4 Вт/(м·К).

4.2. Методика проведения эксперимента

Конвективный эксперимент состоял из нескольких серий измерений. В каждой серии средняя температура магнитной жидкости ($\bar{t}_f \pm 0.5^\circ\text{C}$) поддерживалась постоянной. После заливки исследуемой жидкости в полость на её верхней и нижней границах задавался начальный перепад температур ($\approx 1^\circ\text{C}$). При этом жидкость оставалась в состоянии механического равновесия. Далее в течение 2-3 суток повышался перепад температур с шагом 0.5-1 $^\circ\text{C}$ до 14 $^\circ\text{C}$. Пока в полости сохранялось механическое равновесие коллоида, время поддержания постоянного перепада температур составляло 1 час. С возникновением конвекции в слое появлялась необходимость анализа конвективных режимов, и это время могло достигать 15 часов.

4.3. Обработка результатов измерений

Измерения вязкости и других характеристик магнитного коллоида позволило перейти к безразмерным числам Рэлея (Ra) и Нуссельта (Nu). По полученным с помощью тепловизора термограммам были построены графики пульсаций температуры со временем, трековые изображения и графики средней относительной спектральной плотности энергии пульсаций.

Перед вычислением пульсаций температуры θ выделялась расчётная область на термограмме верхней границы коллоида (Рис. 38), в пределах которой брались точки наблюдения за температурой (Рис. 39). Далее в окрестности интересующей нас точки наблюдения выделялось 10 пикселей. Пульсация

температуры θ в этой точке вычислялась как разность абсолютных значений средней температуры в 10 пикселях и средней температуры во всей расчётной области. Для построения трековых изображений сначала изображения термограмм бинаризовывались, в результате чего получались картины белых пятен на чёрном фоне. Белые пятна соответствовали светлым более теплым областям на термограммах, которые формировались восходящими от горячей нижней границы слоя потоками. Последовательное наложение чёрно-белых картин с сохранением информации о местоположении белых пятен позволяет создать треки белых пятен, т.е. совокупность всех мест, где побывало белое пятно на протяжении времени наблюдения. В настоящем исследовании время между объединёнными картинками составляло 8 с., а трековые изображения строились для времён наблюдения 20, 40, 60 и 80 минут.

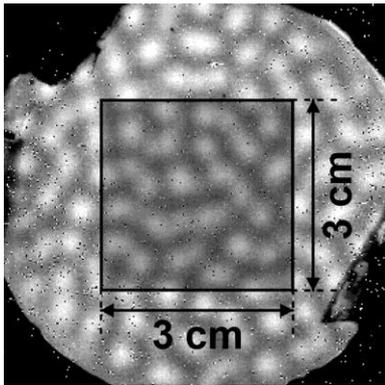


Рис. 38 Изображение расположения расчётной области (квадратная область 3×3 см в центре) на термограмме верхней границы коллоида

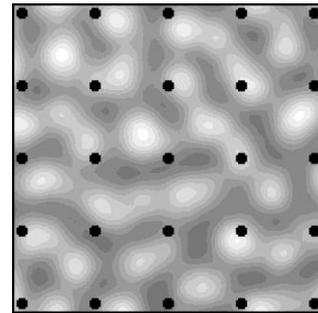


Рис. 39 Изображение расположения 25 областей размером по 10 пикселей в пределах расчётной области

Средние относительные спектры пульсаций строились в несколько этапов. На первом этапе находились Фурье коэффициенты по формуле (20) для зависимостей пульсаций температуры θ от времени τ , полученных в 25 точках в пределах расчётной области (Рис. 39).

$$F(f) = \frac{1}{\tau_m} \int_0^{\tau_m} (\theta - \bar{\theta}) e^{-i2\pi f\tau} d\tau, \quad (20)$$

где τ_m – интервал времени наблюдения; $\bar{\theta}$ – среднее значение пульсации на всём интервале времени τ_m ; f – частота колебаний. На втором этапе по формуле (21) вычислялась относительная спектральная плотность энергии пульсаций для всех 25 точек.

$$E(f) = \frac{|F(f)|^2}{\int |F(f)|^2 df} \cdot 100\%, \quad (21)$$

В конце из полученных зависимостей $E(f)$ определялась средняя спектральная плотность $\bar{E}(f)$:

$$\bar{E}(f) = \frac{1}{25} \sum_{k=1}^{25} E_k(f). \quad (22)$$

При этом следует дополнить, что дискретная выборка значений θ для построенных $\bar{E}(f)$ по длительности составляла 330 мин, а интервал времени между соседними значениями выборки был 8 с.

4.4. Порог возникновения конвекции

Экспериментально исследован характер возникновения гравитационной конвекции в горизонтальном слое магнитной жидкости при увеличении числа Рэлея. Проведены несколько серий опытов для различных значений средней по слою температуры жидкости. На Рис. 40 показаны графики зависимости числа Нуссельта от числа Рэлея, полученные с использованием датчика теплового потока по методу Шмидта-Мильвертона [78] при различных фиксированных значениях средней температуры в интервале от 20 до 50 °С. В этом интервале температур плотность, динамическая вязкость и теплопроводность уменьшались соответственно на 3, 50 и 7 %. Погрешность определения числа Nu данным методом в нашем эксперименте составляла 2-3 %. Видно, что в пределах этой погрешности полный тепловой поток через слой жидкости не зависит от средней температуры, а конвекция возбуждается мягко при всех рассмотренных значениях

средней температуры. Полученные данные при $Ra > 2.0 \cdot 10^3$ лучше всего аппроксимируются зависимостью:

$$Nu = \sqrt[5]{A(Ra - Ra_{**}) + 1}, \quad (23)$$

где Ra_{**} – значение числа Рэлея, при котором в соответствии с зависимостью (23) число Nu обращается в единицу; A – дополнительный подгоночный коэффициент. Для набора данных, представленного на Рис. 40, $Ra_{**} = (2.02 \pm 0.09) \cdot 10^3$ и $A = 1.88 \pm 0.14$.

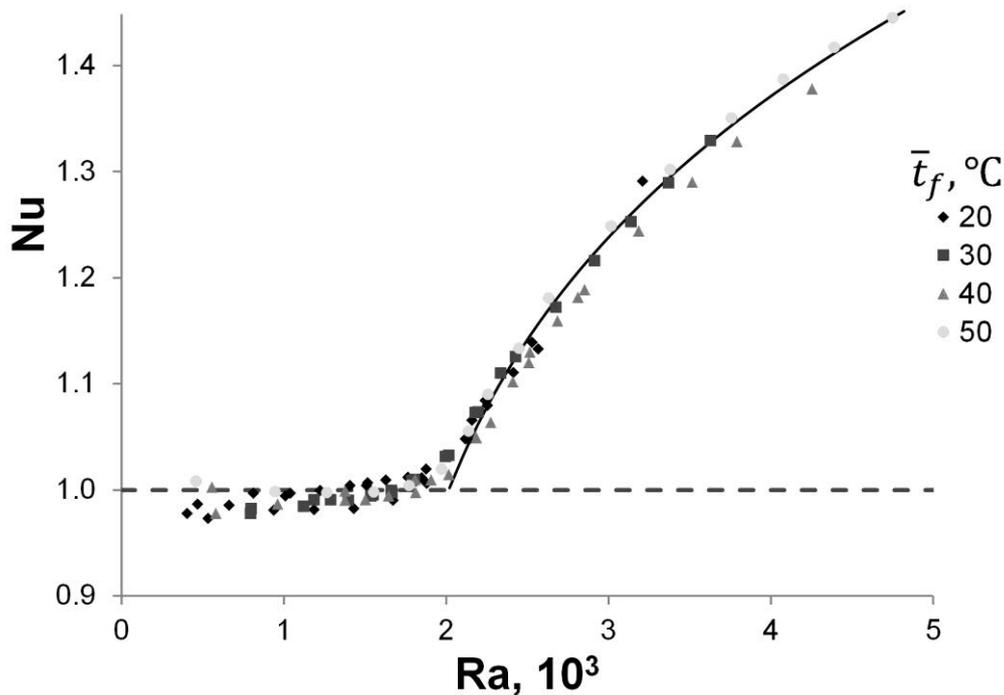


Рис. 40 Зависимости числа Нуссельта от числа Рэлея при различных значениях средней температуры в слое магнитной жидкости. Сплошная линия соответствует аппроксимации (23).

Ra_{**} не является пороговым значением числа Рэлея, при котором появляется конвекция в слое магнитной жидкости. Аппроксимация (23) не подходит для области $Ra < 2.0 \cdot 10^3$. В действительности пороговое значение числа Рэлея Ra_c зависит от средней температуры. Но по графикам на Рис. 40 эту зависимость выявить не получается из-за недостаточной чувствительности датчика теплового потока. Зависимость Ra_c от средней температуры определялась по данным тепловизионной съемки. Тепловизор фиксировал возникновение конвекции по искажению поля температуры с поверхности магнитного коллоида. В случае

механического равновесия тепловизор регистрировал однородное поле температуры, а при возбуждении конвекции в слое – неоднородное поле температуры с точностью $0.02\text{ }^{\circ}\text{C}$. Относительная погрешность определения Ra_c в результате проведённой тепловизионной съёмки не превышала 7%. В итоге замечено, что критическое число Рэлея Ra_c , соответствующее потере устойчивости механического равновесия, увеличивается от $1.3 \cdot 10^3$ до $1.6 \cdot 10^3$ с повышением средней температуры коллоида по слою от $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $55\text{ }^{\circ}\text{C}$.

4.5. Карта конвективных режимов

Тепловизионная съёмка конвекции магнитного коллоида производилась выше порога устойчивости механического равновесия до значения числа $Ra = 3.0 \cdot 10^3$. Наблюдалось два конвективных режима, качественно отличающиеся друг от друга. На Рис. 41 изображена карта этих режимов с экспериментальными точками. При этом «круги» соответствуют механическому равновесию жидкости, «треугольники» – конвективному режиму I, «квадраты» – конвективному режиму II. Далее в таблице 5 приводятся значения средней температуры \bar{t}_f , перепада температур Δt_f на слое жидкости и числа Ra для указанных на карте режимов 11-ти точек. Для режима I конвективные структуры, возникающие в пороге, состоят из устойчивых нисходящих потоков, имеющих трёхмерное строение с почти осевой симметрией, и неустойчивых восходящих потоков. С ростом числа Ra данная структура разрушается, восходящие тепловые потоки становятся устойчивыми, но их местоположение в плоскости слоя постоянно меняется. В итоге, движение жидкости в слое можно разбить на совокупность трёхмерных конвективных структур, меняющих своё местоположение вдоль горизонтального слоя неупорядоченным образом (режим II). Отметим, что с увеличением средней температуры диапазон существования режима I сокращается, а при средней температуре равной $55\text{ }^{\circ}\text{C}$ механическое равновесие с ростом числа Рэлея сразу сменяется режимом II, режим I не удаётся зафиксировать.

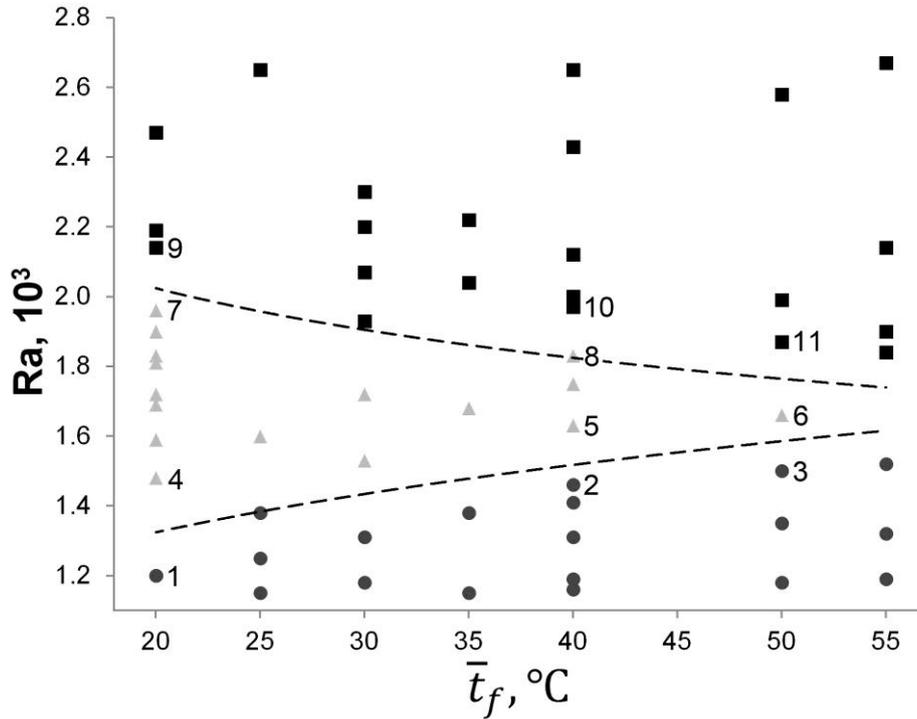


Рис. 41 Карта режимов конвекции магнитного коллоида при изменении его средней температуры: «круги» – механическое равновесие; «треугольники» – режим I; «квадраты» – режим II

Таблица 5 Значения средней температуры \bar{t}_f , перепада температур Δt_f на слое жидкости и числа Ra, соответствующие указанным на карте режимов 11-ти точкам.

Точка на карте режимов(Рис. 41)	$\bar{t}_f, ^\circ\text{C}$	$\Delta t_f, ^\circ\text{C}$	Ra, 10^3	Режим
1	20	5.46	1.20	мех.равн.
2	40	3.83	1.46	мех.равн.
3	50	3.59	1.50	мех.равн.
4	20	6.77	1.48	I
5	40	4.24	1.63	I
6	50	3.98	1.66	I
7	20	8.97	1.96	I
8	40	4.78	1.83	I
9	20	9.46	2.14	II
10	40	5.17	1.97	II
11	50	4.51	1.87	II

4.6. Структура и спектральные свойства конвективных течений

Исследуем более детально режимы I и II при изменении числа Рэлея для средней температуры в слое 20 °С. На Рис. 42 приведены поля температуры магнитной жидкости вблизи верхней границы слоя для чисел Рэлея $Ra = 1.72 \cdot 10^3$ (режим I), $Ra = 2.14 \cdot 10^3$ (переход от режима I к II), $Ra = 3.0 \cdot 10^3$ (режим II). На Рис. 42 точки 1 и 2 находятся в более нагретой (светлой) области и в менее нагретой (темной) области температурного поля, соответственно. Расстояние между этими точками составляет 3 мм.

На Рис. 43 показаны графики зависимости пульсаций температуры от времени $\theta(\tau)$ в интервале от 0 до 80 мин., построенные в точках 1 и 2, указанных на Рис. 42. В случае режима I, зафиксированного при $Ra = 1.72 \cdot 10^3$, отклонение температуры $\theta(\tau)$ в точке 1 практически на всем промежутке времени имеет положительное значение, а в точке 2 – отрицательное, и кривые $\theta_1(\tau)$ и $\theta_2(\tau)$ не пересекаются (Рис. 43a). Это означает, что в точке 1 температура всегда будет чуть выше средней температуры по расчётной области, а в точке 2 – чуть ниже средней температуры. При этом разница между средними по времени значениями отклонений $\theta_1(\tau)$ и $\theta_2(\tau)$ в точках 1 и 2 равна $\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2 = 0.07$ °С. На фоне средних значений $\bar{\theta}_1$ и $\bar{\theta}_2$ происходят пульсации температуры с амплитудами менее 0.04 °С и 0.02 °С, соответственно.

Трековые изображения, построенные для светлых пятен, т.е. более теплых областей, представлены на Рис. 44. Светлые пятна на термограмме образуются восходящими потоками магнитной жидкости от нижней горячей границы к верхней холодной границе слоя. В частности, из Рис. 44a ($Ra = 1.72 \cdot 10^3$) можно увидеть, что белые пятна постепенно со временем прорисовывают на чёрном фоне белую «сетчатую» графическую структуру (далее «сетка»). Тёмные пятна, такие как, например, область в окрестности точки 2 (Рис. 42a), создаются нисходящими потоками от верхней холодной границы к нижней горячей границе слоя. Эти пятна сохраняют своё местоположение на протяжении 80 минуты и не

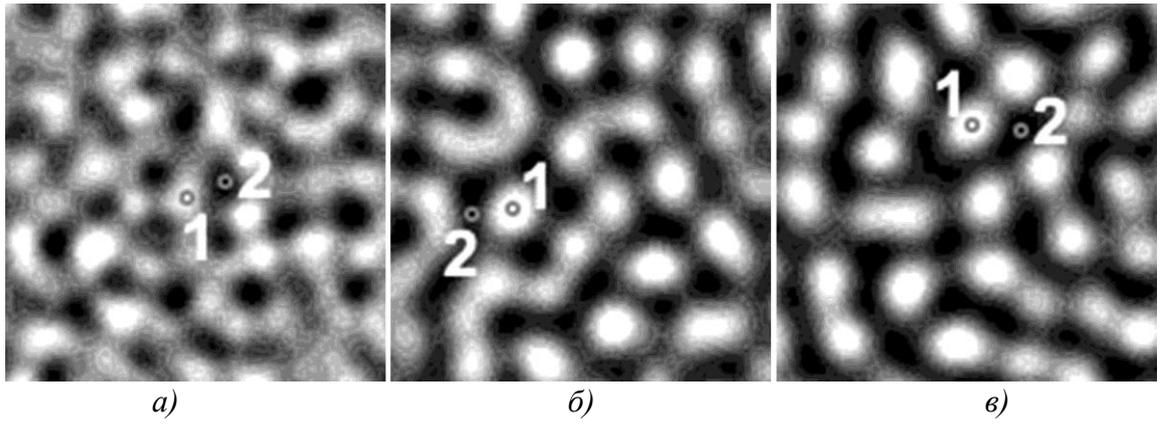


Рис. 42 Поле температуры вблизи верхней границы полости при средней температуре в слое магнитного коллоида 20°C : а) $Ra = 1.72 \cdot 10^3$ (режим I); б) $Ra = 2.14 \cdot 10^3$ (переход от режима I к II); в) $Ra = 2.47 \cdot 10^3$ (режим II)

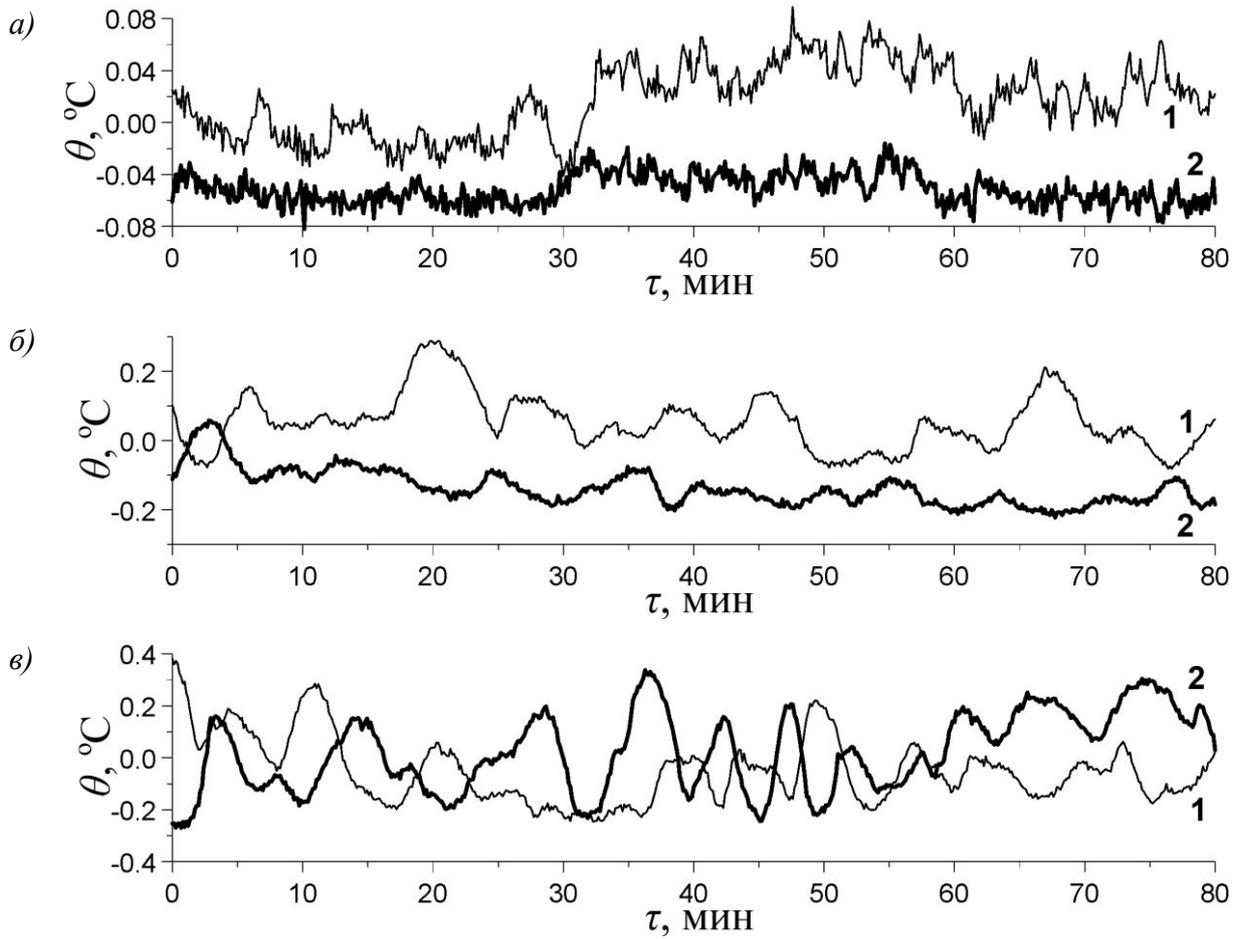


Рис. 43 Графики пульсаций температуры с течением времени в двух точках, местоположение которых указано на **Рис. 42**: а) $Ra = 1.72 \cdot 10^3$ (режим I); б) $Ra = 2.14 \cdot 10^3$ (переход от режима I к II); в) $Ra = 2.47 \cdot 10^3$ (режим II)

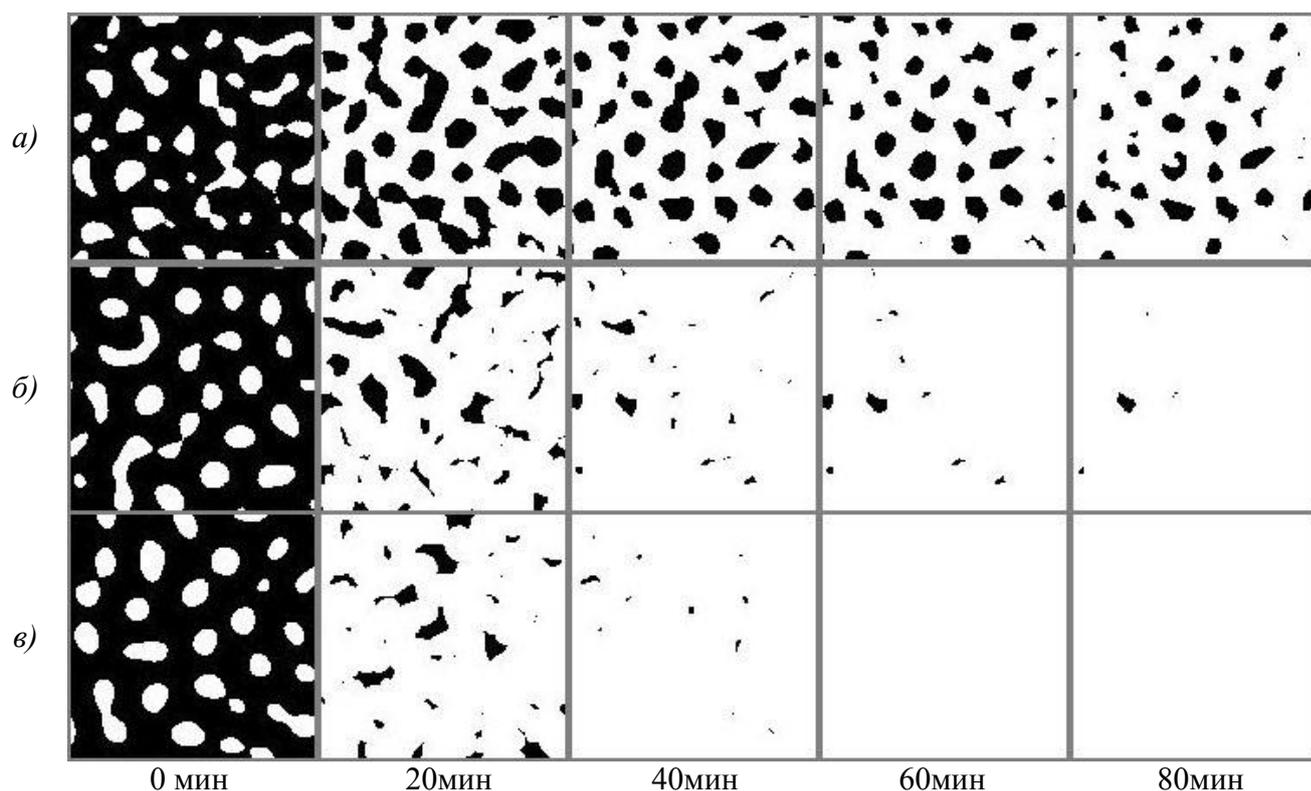


Рис. 44 Трековые изображения: а) $Ra = 1.72 \cdot 10^3$ (режим I); б) $Ra = 2.14 \cdot 10^3$ (переход от режима I к II); в) $Ra = 2.47 \cdot 10^3$ (режим II)

позволяют белым пятнам заполнить эти места на трековых изображениях. Однако, наблюдения на временах, в разы превышающих 80 минут, показывают наличие медленного дрейфа темных устойчивых пятен вдоль слоя, что видоизменяет «сетку» на трековых изображениях.

С ростом числа Рэлея до $Ra = 2.14 \cdot 10^3$ (значение вблизи границы перехода от режима I к режиму II) амплитуда пульсаций температуры в точках 1 и 2 возрастает, превышая разницу между средними значениями $\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2 = 0.19$ °С. На графиках пульсаций температуры (Рис. 43б) возникают пересечения между кривыми $\theta_1(\tau)$ и $\theta_2(\tau)$. Восходящие потоки становятся более устойчивыми и приобретают более выраженную трехмерную осесимметричную конвективную структуру. При этом дрейф устойчивых нисходящих потоков усиливается. Это приводит к тому, что на трековых изображениях (Рис. 44б) светлые пятна на интервале времени 80 минут заполняют белым цветом практически всю расчётную область и «сетка» не формируется.

При дальнейшем росте числа Рэлея устанавливается режим II. На Рис. 43в приведены графики пульсаций температуры в точках 1 и 2 (Рис. 42в) для $Ra = 2.47 \cdot 10^3$. В это случае разница $\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2$ составляет $0,04^\circ\text{C}$, что в десятки раз меньше амплитуды пульсаций. На протяжении 80 минут наблюдается более 10 пересечений кривых $\theta_1(\tau)$ и $\theta_2(\tau)$ и смен знака значения пульсации. Светлые пятна, которые возникают на термограмме благодаря устойчивым осесимметричным восходящим потокам жидкости, на трековых изображениях (Рис. 44в) заполняют белым цветом всю расчётную область уже на 40-ой минуте. При этом устойчивые нисходящие потоки, а с ними и черные пятна на трековых изображениях, не образуются. Осесимметричные восходящие потоки жидкости дрейфуют вдоль слоя со скоростями порядка 1 мм/мин. Направление дрейфа для каждой из таких конвективных структур своё, что и приводит к нерегулярному характеру пульсаций температуры в точках 1 и 2 (Рис. 43в).

Для определения количественного критерия перехода от режима I к режиму II с ростом числа Рэлея были построены средние Фурье-спектры пульсаций температуры $\theta(\tau)$ в 25 точках в пределах расчётной области. На Рис. 45 показаны графики зависимости средней относительной спектральной плотности энергии пульсаций \bar{E} от частоты f , при средней по слою жидкости температуре равной 20°C и различных значениях числа Рэлея. В целом, в диапазоне частот, характерных для наблюдаемых пульсаций температуры, можно выделить два интервала. Один из них соответствует низкочастотной области всего диапазона частот и находится между значениями частот от 0 до 0.05 мин^{-1} (НЧ интервал), а второй интервал располагается в области более высоких частот между значениями от 0.10 до 0.15 мин^{-1} (ВЧ интервал). В случае режима I максимальное значение средней спектральной плотности \bar{E}_L гармоник из НЧ интервала во много раз превышает максимальное значение средней спектральной плотности \bar{E}_H гармоник из ВЧ интервала (Рис. 45а,б). Гармоники с максимальной спектральной плотностью из НЧ интервала определяют медленные изменения температуры с периодами более 80 минут, которые связаны с медленным

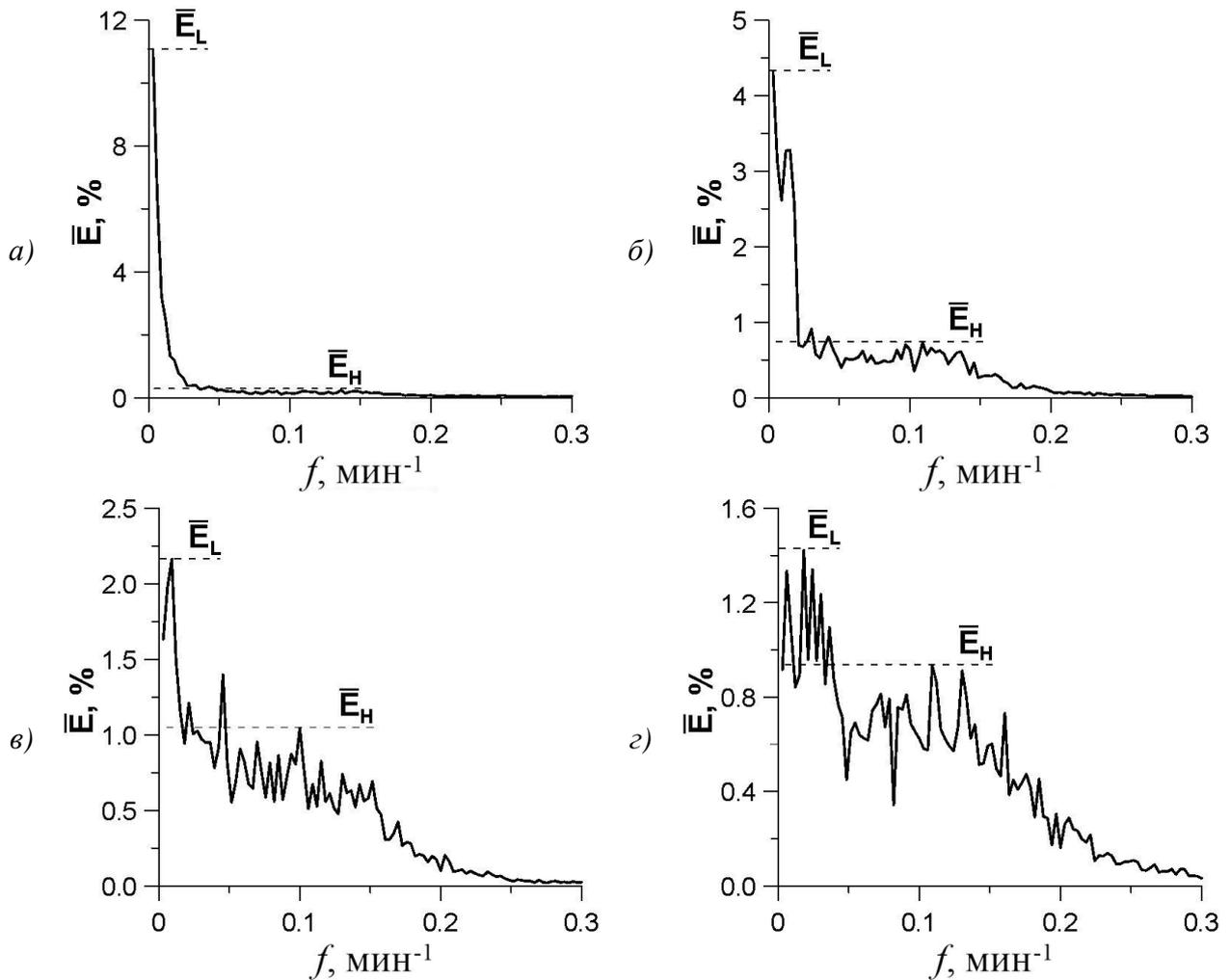


Рис. 45 График средней относительной спектральной плотности: а) $Ra = 1.69 \cdot 10^3$ (режим I); б) $Ra = 1.96 \cdot 10^3$ (режим I); в) $Ra = 2.19 \cdot 10^3$ (переход от режима I к II); г) $Ra = 2.44 \cdot 10^3$ (режим II)

дрейфом вдоль горизонтального слоя устойчивых осесимметричных нисходящих потоков коллоидной жидкости. Гармоники из ВЧ интервала задают колебания температуры в точках с периодами 6-10 минут. Эти колебания связаны с неустойчивостью восходящих потоков, которая может быть как колебательной, так и монотонной. С ростом числа Ra амплитуда пульсаций температуры в областях светлых пятен на термограмме (например, область в окрестности точки 1 на Рис. 42а) возрастает, что увеличивает среднюю спектральную плотность \bar{E}_H гармоник из ВЧ интервала. С установлением режима Пиз Рис. 45в,г видно, что значения средних спектральных плотностей \bar{E}_L и \bar{E}_H становятся соизмеримыми. Если следить за отношением \bar{E}_L/\bar{E}_H , то для режима I это отношение $\bar{E}_L/\bar{E}_H \gg 1$,

а для режима II – $\bar{E}_L/\bar{E}_H \approx 1$. На Рис. 46 приведены графики зависимости отношения средних спектральных плотностей \bar{E}_L/\bar{E}_H от числа Рэлея для двух средних по слою температур магнитного коллоида: $\bar{t}_f = 20^\circ\text{C}$ и $\bar{t}_f = 40^\circ\text{C}$. Видно, что с повышением \bar{t}_f значение числа Рэлея Ra_1 , при котором происходит переход от режима I к режиму II, уменьшается.

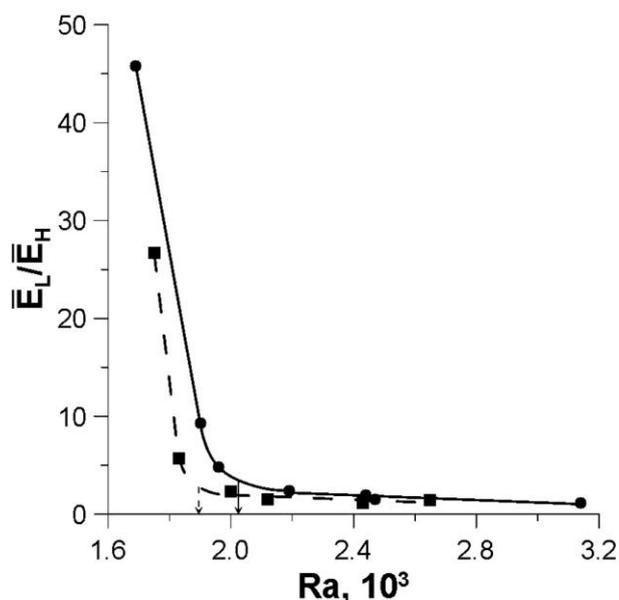


Рис. 46 Зависимость отношения максимальных средних спектральных плотностей \bar{E}_L (НЧ интервал) и \bar{E}_H (ВЧ интервал) от числа Рэлея для двух средних по слою температур магнитного коллоида: $\bar{t}_f = 20^\circ\text{C}$ (сплошная линия); $\bar{t}_f = 40^\circ\text{C}$ (штриховая линия)

4.7. Выводы по главе 4

В опытах с магнитной жидкостью на основе ундекана вблизи порога устойчивости механического равновесия был обнаружен конвективный режим с упорядоченной пространственной организацией течений, подобный колебательному режиму в эксперименте с магнитной жидкостью на основе керосина.

Проведена серия опытов, отличающихся средней температурой магнитной жидкости. Показано что, критическое значение числа Рэлея Ra_c не постоянно. Оно увеличивается от $1.3 \cdot 10^3$ до $1.6 \cdot 10^3$ при повышении средней температуры магнитной жидкости от 20 до 55°C . Изменение Ra_c показывает, что

использование только этого критерия подобия недостаточно для описания конвективных процессов в магнитной жидкости. Полученные результаты можно объяснить, учтя температурную зависимость скорости седиментации и диффузии, при обработке экспериментальных результатов.

Построена карта нестационарного режима конвекции, с упорядоченной пространственной организацией конвективных структур. Установлено, что значение числа Рэлея, соответствующее верхней границе режима, уменьшается от $2.1 \cdot 10^3$ до $1.8 \cdot 10^3$ при изменении средней температуры от 20 до 55 °С.

Показано, что зависимость интегрального числа $Nu(Ra)$ не меняет свой вид с изменением средней температуры магнитной жидкости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итоги выполнения исследования

По итогам проделанной работы можно выделить основные результаты и выводы:

1. Разработана, изготовлена и отъюстирована тепловизионная система для наблюдения за тепловой конвекцией в горизонтальном слое магнитной жидкости. Главной особенностью установки является применение пластины LiF в качестве верхней границы слоя. Фторид лития прозрачен для инфракрасного излучения, что позволяет фиксировать поле температур на поверхности магнитной жидкости.

2. Исследована гравитационная конвекция двух образцов магнитных жидкостей, отличающихся реологическими свойствами. Впервые зафиксированы нестационарные конвективные режимы с упорядоченной пространственной структурой в надкритической области параметров ($1 < Ra/Ra_c < 1.5$). Построена карта этих режимов.

3. Проведены две серии опытов магнитной жидкости, отличающиеся начальными условиями. В жидкости с установившимся барометрическим распределением частиц и агрегатов обнаружены конвективные квазирегулярные колебания, с характерным периодом 7-9 мин. В отсутствие барометрического распределения колебания не возникают.

4. Для получения информации об универсальности числа Релея, как единственного параметра, определяющего начало и интенсивность тепловой конвекции в однокомпонентных жидкостях, проведены опыты с вариацией средней температуры магнитной жидкости. Показано, что критическое значение числа Рэлея Ra_c увеличивается, а числа Ra , соответствующие границе нестационарных режимов, уменьшается примерно на 15-20% при повышении средней температуры жидкости с 20 до 55 °С.

5. Несмотря на сложный состав магнитных жидкостей, существование в них седиментационных, диффузионных и термодиффузионных процессов, сложную нестационарную структуру надкритических течений в режиме развитой

конвекции, безразмерный теплоток через плоский слой магнитной жидкости в нулевом внешнем поле однозначно определяется обычным тепловым числом Релея в пределах экспериментальной погрешности (2-3%). Такой вывод можно сделать, по крайней мере, в случаях, средняя температура менялась в пределах от 20 до 55 °С.

б. Получены дополнительные аргументы, подтверждающее существенное влияние агрегатов на формирование нестационарных режимов конвекции. Нестационарная конвекция с упорядоченной пространственной структурой связывается нами с наличием агрегатов, размеры которых больше 60 нм.

Перспективы дальнейшей разработки темы

Экспериментальные исследования по тепловой конвекции будут продолжены, т.к. рассмотренная в рамках диссертации тема не исчерпана. Для лучшего понимания конвективных процессов в горизонтальном слое необходимо научиться контролировать или измерять термодиффузионные и седиментационные свойства магнитной жидкости. Дальнейшие исследования конвекции в горизонтальном слое позволят получить более чёткие представления о внутренней организации коллоидных частиц в магнитной жидкости. Разработанный тепловизионный метод исследования может быть использован и в других конвективных задачах. Этот метод планируется применить при изучении влияния внешнего магнитного поля на конвективные течения в магнитной жидкости в условиях слабой и умеренной надкритичности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kolchanov N. V., Putin G. F. Gravitational convection of magnetic colloid in a horizontal layer // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2015. – Vol. 89. – P. 90-101.
2. Kolchanov N. V., Arefyev I. M. Thermal convection in a layer of magnetic colloid based on a single-component fluid // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2017. – Vol. 111. – P. 1112-1120.
3. Казанцев М. Ю., Колчанов Н. В. О гравитационной конвекции в коллоидах // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. – 2012. – Т. 22, № 4 – С. 79-82.
4. Колчанов Н. В., Калинина М. А. Режимы конвекции многокомпонентной молекулярной углеводородной смеси // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. – 2015. – Т. 30, № 2.– С. 19-24.
5. Колчанов Н. В., Колесниченко Е. В. Вязкость магнитных жидкостей при различных концентрациях коллоидных частиц и температурах // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. – 2017. – Т.38, № 4 – С. 37-44.
6. Колесниченко Е.В. Колчанов Н.В. Влияние агрегатов на тепловую конвекцию в горизонтальном слое магнитного коллоида // Материалы международного симпозиума «Неравновесные процессы в сплошных средах» в рамках Пермского Естественнонаучного форума «Наука и глобальные вызовы XXI века». – Пермь, ПГНИУ, 2017.– С. 19-21.
7. Колчанов Н.В. Трековый и спектральный анализ конвекции магнитного коллоида на основе однокомпонентной жидкости носителя // Материалы IV Всероссийской конференции «Пермские гидродинамические научные чтения».– Пермь, 2016.– С. 51-52.
8. Колчанов Н.В., Калинина М.А. Влияние средней температуры на возникновение колебательного режима конвекции в горизонтальном слое магнитной жидкости // Сборник докладов всероссийской научно-практической конференции молодых ученых с международным участием

- «Математика и междисциплинарные исследования – 2016».– Пермь, 2016.– P. 76-79.
9. Kolchanov N.V., Putin G.F. Nonlinear regimes of convection in a horizontal layer of colloidal magnetic fluid // Abstracts of XLII Summer School – Conference «Advanced Problems in Mechanics».– Russia, St. Petersburg (Repino), 2014.– P. 71.
10. Kolchanov N.V., Kolchanova E.A., Kalinina M.A. Convection of ferrofluids and carrier fluids in a horizontal layer // Abstracts of XLIV Summer School – Conference «Advanced Problems in Mechanics».– Russia, St. Petersburg, 2016.– P. 67.
11. Казанцев М.Ю., Колчанов Н.В. Спектральный анализ волновой конвекции в магнитной наножидкости // Тезисы докладов XVIII Зимней школы по механике сплошных сред.– Пермь, 2013. – С. 161.
12. Колчанов Н.В., Путин Г.Ф. Волновые структуры в горизонтальном слое магнитного коллоида при подогреве снизу // Тезисы докладов международной научной конференции «Фридмановские чтения». Часть 2.– Пермь, 2013– С. 8.
13. Колчанов Н.В., Путин Г.Ф. Конвекция в магнитном коллоиде вблизи порога устойчивости механического равновесия // Тезисы докладов X Всероссийской конференции молодых ученых «Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии». – Новосибирск, 2014. – С. 118-121.
14. Kolchanov N.V., Putin G.F. Wave like temperature perturbations propagation along stationary convective rolls in a horizontal layer of magnetic fluid // Book of abstract of Russian conference on Magneto Hydrodynamics.– Russia, Perm, 2015.– P. 54.
15. Колчанов Н.В. О природе неустойчивости механического равновесия магнитного коллоида. // Тезисы докладов XX Зимней школы по механике сплошных сред. – Пермь, 2017. – С. 172.

16. Колчанов Н.В. Особенности гравитационной конвекции магнитного коллоида в горизонтальном слое. Эксперимент. // Тезисы докладов VI Российской конференции «Многофазные системы: модели, эксперимент, приложения». – Уфа, 2017. – С. 54.
17. Колчанов Н.В., Плотникова Ю.В. Особенности гистерезисного поведения ферромагнитного коллоида // Тезисы докладов конференции «Пермские гидродинамические научные чтения». – Пермь, 2013. – С. 25.
18. Колчанов Н.В., Плотникова Ю.В. Экспериментальное исследование волновых режимов конвекции в горизонтальном слое магнитного коллоида // Тезисы докладов конференции «Пермские гидродинамические научные чтения». – Пермь, 2014. – С. 37-38.
19. Колчанов Н.В., Калинина М.А. Гравитационная конвекция в горизонтальном слое магнитных жидкостей и жидкостей-носителей // Тезисы докладов конференции «Пермские гидродинамические научные чтения». – Пермь, 2015. – С. 31-32.
20. Kolesnichenko E., Kolchanov N. Dependence of magnetic fluid viscosity on concentration of solid particles and temperature // Book of abstract of Russian conference on Magneto Hydrodynamics. – Russia, Perm, 2018. – P. 63.
21. Papell S. S. Low viscosity magnetic fluid obtained by the colloidal suspension of magnetic particles :пат. 3,215,572 США. – 1965.
22. Rosensweig R.E. Ferrohydrodynamics. – Cambridge Univ. Press, 1985. –344 p.
23. Фертман, В.Е. Магнитные жидкости. Справочное пособие / В.Е. Фертман. – Минск: «Высшая школа», 1988. – 184 с.
24. Магнитные жидкости / Э. Я. Блум, М. М. Майоров, А. О. Цеберс; Академия наук Латвийской ССР. Институт физики. – Рига: Зинатне, 1989. – 386 с
25. Такетоми С., Тикадзуми С. Магнитные жидкости. – М.: Мир, 1993. – 272 с.
26. Odenbach, S. (Ed.), Colloidal Magnetic Fluids: Basics, Development and Application of Ferrofluids // Lecture Notes in Physics. – Springer, Berlin Heidelberg, 2009. – Vol. 763. –430p.

27. Neuringer J. L., Rosensweig R. E. Ferrohydrodynamics // *The Physics of Fluids*. – 1964. – Vol. 7. – №. 12. – P. 1927-1937.
28. Rosensweig R. E. Buoyancy and stable levitation of a magnetic body immersed in a magnetizable fluid // *Nature*. – 1966. – Vol. 210. – №. 5036. – P. 613.
29. Cowley M. D., Rosensweig R. E. The interfacial stability of a ferromagnetic fluid // *Journal of Fluid mechanics*. – 1967. – Vol. 30. – №. 4. – P. 671-688.
30. Moskowitz R., Rosensweig R. E. Nonmechanical torque-driven flow of a ferromagnetic fluid by an electromagnetic field // *Applied Physics Letters*. – 1967. – Vol. 11. – №. 10. – P. 301-303.
31. Rosensweig R. E., Kaiser R., Miskolczy G. Viscosity of magnetic fluid in a magnetic field // *Journal of Colloid and Interface Science*. – 1969. – Vol. 29. – №. 4. – P. 680-686.
32. Зайцев В. М., Шлиомис М.И. К гидродинамике ферромагнитной жидкости // *Прикладная механика и техническая физика*. – 1968. – № 1. – С. 41-44.
33. Finlayson B. A. Convective instability of ferromagnetic fluids // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1970. – Vol. 40. – №. 4. – P. 753-767.
34. Curtis R. A. Flows and wave propagation in ferrofluids // *The Physics of Fluids*. – 1971. – Vol. 14. – №. 10. – P. 2096-2102.
35. Lallas D. P., Carmi S. Thermoconvective stability of ferrofluids // *The Physics of Fluids*. – 1971. – Vol. 14. – №. 2. – P. 436-438.
36. Шлиомис М.И. Магнитные жидкости // *Успехи физических наук*. – 1974. – Т. 112. – № 3. – С. 427-458.
37. Лыков А.В., Берковский Б.М. Конвекция и тепловые волны. – Москва: «Энергия», 1974. – 336 с.
38. Баштавой В.Г., Берковский Б.М., Вислович А.Н. Введение в термомеханику магнитной жидкости. – Москва: ИВТАН, 1985. – 188 с.
39. Берковский Б.М., Медведев В.Ф., Краков М.С. Магнитные жидкости. – Москва: Химия, 1989. – 240 с.

40. Богатырев Г.П. Конвективная устойчивость равновесия горизонтального плоского слоя ферромагнитной жидкости // Гидродинамика: Сб. науч. трудов. Пермь: Перм. ун-т. – 1976. – Т. 8. – С. 12–15.
41. Богатырев Г.П., Шайдуров Г.Ф. Конвективная устойчивость горизонтального слоя ферромагнитной жидкости в однородном магнитном поле // Магнитная гидродинамика. – 1976. – № 3. – С. 137–146.
42. Schwab L., Hildebrandt U., Stierstadt K. Magnetic Bénard convection // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1983. – Vol. 39. – №. 1-2. – P. 113-114.
43. Schwab L., Stierstadt K. Field-induced wavevector-selection by magnetic Bénard-convection // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1987. – Vol. 65. – №. 2-3. – P. 315-316.
44. McTague J. P. Magnetoviscosity of magnetic colloids // J. Chem. Phys. – 1969. – Vol. 51. – №. 1. – P. 133-136.
45. Hall W.F., Busenberg S. N. Viscosity of magnetic suspension // J. Chem. Phys. – 1969. – Vol. 51. – №. 1. – P. 137-144.
46. Rosensweig R. E., Kaiser R., Miskolczy G. Viscosity of magnetic fluid in a magnetic field // Journal of Colloid and Interface Science. – 1969. – Vol. 29. – №. 4. – P. 680-686.
47. Shliomis M. I. Effective viscosity of magnetic suspensions // ЖЭТФ. – 1972. – Vol. 34. – №. 6. – P. 1291-1294.
48. Odenbach S., Störk H. Shear dependence of field-induced contributions to the viscosity of magnetic fluids at low shear rates // Journal of magnetism and magnetic materials. – 1998. – Vol. 183. – №. 1-2. – P. 188-194.
49. Odenbach S., Pop L. M., Zubarev A. Y. Rheological properties of magnetic fluids and their microstructural background // GAMM-Mitteilungen. – 2007. – Vol. 30. – №. 1. – P. 195-204.
50. Engler H., Borin D., Odenbach S. Thermomagnetic convection influenced by the magnetoviscous effect // Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2009. – Vol. 149. – №. 1. – P. 012105.

51. Mezulis A. et al. Measurements of thermodiffusion of nanoparticles in magnetic colloids // *Latv. J. Phys. Tech. Sci.* – 1995. – Vol. 5. – P. 1-13.
52. Völker T., Blums E., Odenbach S. Thermodiffusion in magnetic fluids // *Journal of magnetism and magnetic materials.* – 2002. – Vol. 252. – P. 218-220.
53. Sprenger L., Lange A., Odenbach S. Thermodiffusion in concentrated ferrofluids: A review and current experimental and numerical results on non-magnetic thermodiffusion // *Physics of Fluids.* – 2013. – Vol. 25. – №. 12. – P. 122002.
54. Völker T. H., Odenbach S. Thermodiffusion in ferrofluids in the presence of a magnetic field // *Physics of Fluids.* – 2005. – Vol. 17. – №. 3. – P. 037104.
55. Kolodner P., Williams H., Moe C. Optical measurement of the Soret coefficient of ethanol/water solutions // *The Journal of chemical physics.* – 1988. – Vol. 88. – №. 10. – P. 6512-6524.
56. Köhler W., Müller B. Soret and mass diffusion coefficients of toluene/n-hexane mixtures // *The Journal of chemical physics.* – 1995. – Vol. 103. – №. 10. – P. 4367-4370.
57. Platten J. K. et al. Benchmark values for the Soret, thermal diffusion and diffusion coefficients of three binary organic liquid mixtures // *Philosophical Magazine.* – 2003. – Vol. 83. – №. 17-18. – P. 1965-1971.
58. Shliomis M. I., Smorodin B. L. Convective instability of magnetized ferrofluids // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* – 2002. – Vol. 252. – P. 197-202.
59. Shliomis M. I. Convective instability of magnetized ferrofluids: influence of magnetophoresis and Soret effect // *Thermal nonequilibrium phenomena in fluid mixtures.* – Springer, Berlin, Heidelberg, 2002. – P. 355-371.
60. Sprenger L., Lange A., Odenbach S. Thermodiffusion in ferrofluids regarding thermomagnetic convection // *Comptes Rendus Mécanique.* – 2013. – Vol. 341. – №. 4-5. – P. 429-437.
61. Sprenger L., Lange A., Odenbach S. Influence of thermodiffusive particle transport on thermomagnetic convection in magnetic fluids // *Magnetohydrodynamics.* – 2013. – Vol. 49. – P. 473-478.

62. Райхер Ю.Л., Шлиомис М.И. Кинетика установления равновесного распределения концентрации в магнитной жидкости // Приборы и методы измерения физических параметров ферроколоидов. Свердловск: УрО АН СССР. – 1991. – С. 27–32.
63. Глухов А.Ф., Путин Г.Ф. Установление равновесного барометрического распределения частиц в магнитной жидкости // Гидродинамика: Сб. науч. трудов. Перм. ун-т. Пермь. – 1999. – Т. 12. – С. 92–103.
64. Shliomis M. I., Smorodin B. L., Kamiyama S. The onset of thermomagnetic convection in stratified ferrofluids // Philosophical Magazine. – 2003. – Vol. 83. – №. 17-18. – P. 2139-2153.
65. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. – Dover, New York, USA, 1981.
66. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. – М.: Наука, 1972. – 392 с.
67. Busse F. H. Non-linear properties of thermal convection // Reports on Progress in Physics. – 1978. – Vol. 41. – №. 12. – P. 1929.
68. Cross M. C., Hohenberg P. C. Pattern formation outside of equilibrium // Reviews of modern physics. – 1993. – Vol. 65. – №. 3. – P. 851.
69. Гетлинг А. В. Конвекция Рэлея-Бенара. Структуры и динамика. – М.: Эдиториал УРСС, 1999. – 248 с.
70. Bodenschatz E., Pesch W., Ahlers G. Recent developments in Rayleigh-Bénard convection // Annual review of fluid mechanics. – 2000. – Vol. 32. – №. 1. – P. 709-778.
71. Manneville P. Rayleigh-Bénard convection: thirty years of experimental, theoretical, and modeling work // Dynamics of Spatio-Temporal Cellular Structures. – Springer, New York, NY, 2006. – P. 41-65.
72. 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. – Vol. 32. – №. 192. – P. 529-546.

73. Bénard H. Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide //Rev. Gen. Sci. Pures Appl. – 1900. – Vol. 11. – P. 1261-1271.
74. Bénard H. Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide.-Méthodes optiques d'observation et d'enregistrement //Journal de Physique Théorique et Appliquée. – 1901. – Vol. 10. – №. 1. – P. 254-266.
75. Jeffreys H. Some cases of instability in fluid motion //Proc. R. Soc. Lond. A. – 1928. – Vol. 118. – P. 195-208.
76. Pellew A., Southwell R. V. On maintained convective motion in a fluid heated from below //Proc. R. Soc. Lond. A. – 1940. – Vol. 176. – №. 966. – P. 312-343.
77. Reid W. H., Harris D. L. Some further results on the Bénard problem //The Physics of fluids. – 1958. – Vol. 1. – №. 2. – P. 102-110.
78. Schmidt R. J. et al. On the instability of a fluid when heated from below //Proc. R. Soc. Lond. A. – 1935. – Vol. 152. – №. 877. – P. 586-594.
79. Schmidt R. J., Saunders O. A. On the motion of a fluid heated from below //Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences. – 1938. – P. 216-228.
80. Malkus W. V. R. Discrete transitions in turbulent convection //Proc. R. Soc. Lond. A. – 1954. – Vol. 225. – №. 1161. – P. 185-195.
81. Silveston P. L. Wärmedurchgang in waagerechten Flüssigkeitsschichten //Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens A. – 1958. – Vol. 24. – №. 2. – P. 59-69.
82. Goldstein R. J., Graham D. J. Stability of a horizontal fluid layer with zero shear boundaries //The Physics of Fluids. – 1969. – Vol. 12. – №. 6. – P. 1133-1137.
83. Rossby H. T. A study of Bénard convection with and without rotation //Journal of Fluid Mechanics. – 1969. – Vol. 36. – №. 2. – P. 309-335.
84. Сорокин В. С. О стационарных движениях жидкости, подогреваемой снизу //Прикл. мех.и матем. – 1954. – Vol. 18. – №. 2. – P. 197.
85. Горьков Л. П. Стационарная конвекция в плоском слое жидкости вблизи критического режима теплопередачи //ЖЭТФ. – 1958. – Т. 33. – №. 2. – С. 402.

86. Malkus W. V. R., Veronis G. Finite amplitude cellular convection // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1958. – Vol. 4. – №. 3. – P. 225-260.
87. Schlüter A., Lortz D., Busse F. On the stability of steady finite amplitude convection // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1965. – Vol. 23. – №. 1. – P. 129-144.
88. Saunders O. A., Fishenden M., Mansion H. D. Some measurements of convection by an optical method // *Engineering*. – 1935. – Vol. 139. – P. 483-485.
89. Merzkirch W. *Flow Visualization*. – New York and London: ACADEMIC PRESS, 1974. – 250 p.
90. de Bruyn J. R. et al. Apparatus for the study of Rayleigh–Bénard convection in gases under pressure // *Review of scientific instruments*. – 1996. – Vol. 67. – №. 6. – P. 2043-2067.
91. Moore D. R., Weiss N. O. Two-dimensional Rayleigh–Bénard convection // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1973. – Vol. 58. – №. 2. – P. 289-312.
92. Soret Ch. Sur l'état d'équilibre que prend, au point de vue de sa concentration, une dissolution saline primitivement homogène, dont deux parties sont portées à des températures différentes // *Arch. Sci. Phys. Nat.* – 1879. – Vol. 2. – P. 48-61.
93. Stommel H., Arons A. B., Blanchard D. An oceanographical curiosity: the perpetual salt fountain // *Deep Sea Research*. – 1956. – Vol. 3. – №. 2. – P. 152-153.
94. Schmitt R. W. Double diffusion in oceanography // *Annual Review of Fluid Mechanics*. – 1994. – Vol. 26. – №. 1. – P. 255-285.
95. Turner J. S. Double-diffusive phenomena // *Annual Review of Fluid Mechanics*. – 1974. – Vol. 6. – №. 1. – P. 37-54.
96. Huppert H. E., Turner J. S. Double-diffusive convection // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1981. – Vol. 106. – P. 299-329.
97. Nield D. A. The thermohaline Rayleigh–Jeffreys problem // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1967. – Vol. 29. – №. 3. – P. 545-558.
98. Baines P. G., Gill A. E. On thermohaline convection with linear gradients // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1969. – Vol. 37. – №. 2. – P. 289-306.

99. Huppert H. E., Moore D. R. Nonlinear double-diffusive convection // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1976. – Vol. 78. – №. 4. – P. 821-854.
100. Koehler W., Morozov K. I. The Soret effect in liquid mixtures—a review // *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*. – 2016. – Vol. 41. – №. 3. – P. 151-197.
101. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. О конвективной неустойчивости двухкомпонентной смеси в поле тяжести // *ПММ*. – 1963. – Т. 27. – №. 2. – С. 301.
102. Hurlle D. T. J., Jakeman E. Significance of the Soret Effect in the Rayleigh-Jeffreys' Problem // *The Physics of Fluids*. – 1969. – Vol. 12. – №. 12. – P. 2704-2705.
103. Hurlle D. T. J., Jakeman E. Soret-driven thermosolutal convection // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1971. – Vol. 47. – №. 4. – P. 667-687.
104. Legros J. C., Platten J. K., Poty P. G. Stability of a Two-Component Fluid Layer Heated from Below // *The Physics of Fluids*. – 1972. – Vol. 15. – №. 8. – P. 1383-1390.
105. Knobloch E., Moore D. R. Linear stability of experimental Soret convection // *Physical review A*. – 1988. – Vol. 37. – №. 3. – P. 860.
106. Ahlers G., Rehberg I. Convection in a binary mixture heated from below // *Physical review letters*. – 1986. – Vol. 56. – №. 13. – P. 1373.
107. Walden R. W. et al. Traveling waves and chaos in convection in binary fluid mixtures // *Physical Review Letters*. – 1985. – Vol. 55. – №. 5. – P. 496.
108. Surko C. M. et al. Finite-amplitude traveling-wave convection in binary fluid mixtures // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. – 1986. – Vol. 23. – №. 1-3. – P. 220-229.
109. Kolodner P. et al. Onset of oscillatory convection in a binary fluid mixture // *Physical review letters*. – 1986. – Vol. 56. – №. 24. – P. 2621.
110. Moses E., Steinberg V. Flow patterns and nonlinear behavior of traveling waves in a convective binary fluid // *Physical Review A*. – 1986. – Vol. 34. – №. 1. – P. 693.

111. Moses E., Fineberg J., Steinberg V. Multistability and confined traveling-wave patterns in a convecting binary mixture //Physical Review A. – 1987. – Vol. 35. – №. 6. – P. 2757.
112. Fineberg J., Moses E., Steinberg V. Spatially and temporally modulated traveling-wave pattern in convecting binary mixtures //Physical review letters. – 1988. – Vol. 61. – №. 7. – P. 838.
113. Steinberg V. et al. Pattern selection and transition to turbulence in propagating waves //Physica D: Nonlinear Phenomena. – 1989. – Vol. 37. – №. 1-3. – P. 359-383.
114. Kolodner P., Bensimon D., Surko C. M. Traveling-wave convection in an annulus //Physical review letters. – 1988. – Vol. 60. – №. 17. – P. 1723.
115. Kolodner P. Extended states of nonlinear traveling-wave convection. I. The Eckhaus instability //Physical Review A. – 1992. – Vol. 46. – №. 10. – P. 6431.
116. Kolodner P. Extended states of nonlinear traveling-wave convection. II. Fronts and spatiotemporal defects //Physical Review A. – 1992. – Vol. 46. – №. 10. – P. 6452.
117. Barten W. et al. Convection in binary fluid mixtures. I. Extended traveling-wave and stationary states //Physical Review E. – 1995. – Vol. 51. – №. 6. – P. 5636.
118. Barten W. et al. Convection in binary fluid mixtures. II. Localized traveling waves //Physical Review E. – 1995. – Vol. 51. – №. 6. – P. 5662.
119. Lücke M. et al. Model for convection in binary liquids //Physical Review E. – 1998. – Vol. 57. – №. 4. – P. 4250.
120. Lücke M. et al. Influence of the Soret effect on convection of binary fluids //Physical Review E. – 1998. – Vol. 57. – №. 4. – P. 4238.
121. Fütterer C., Lücke M. Growth of binary fluid convection: Role of the concentration field // Physical Review E. – 2002. – Vol. 65. – №. 3. – P. 036315.
122. Jung D., Lücke M. Traveling wave fronts and localized traveling wave convection in binary fluid mixtures // Physical Review E. – 2005. – Vol. 72. – №. 2. – P. 026307.

123. Moses E., Steinberg V. Competing patterns in a convective binary mixture // *Physical review letters*. – 1986. – Vol. 57. – №. 16. – P. 2018.
124. Moses E., Steinberg V. Stationary convection in a binary mixture // *Physical Review A*. – 1991. – Vol. 43. – №. 2. – P. 707.
125. Bestehorn M. Numerical results of 3D stationary convection in a binary mixture // *Physics Letters A*. – 1993. – Vol. 174. – №. 1-2. – P. 43-47.
126. Knobloch E. Pattern selection in binary-fluid convection at positive separation ratios // *Physical Review A*. – 1989. – Vol. 40. – №. 3. – P. 1549.
127. Clune T., Knobloch E. Square pattern convection in binary fluids with experimental boundary conditions // *Physical Review A*. – 1991. – Vol. 44. – №. 12. – P. 8084.
128. Jung C., Huke B., Lücke M. Subharmonic bifurcation cascade of pattern oscillations caused by winding number increasing entrainment // *Physical review letters*. – 1998. – Vol. 81. – №. 17. – P. 3651.
129. Huke B., Lücke M., Büchel P., Jung. C. Stability boundaries of roll and square convection in binary fluid mixtures with positive separation ratio // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2000. – Vol. 408. – P. 121-147.
130. Huke B, Lücke M. Convective patterns in binary fluid mixtures with positive separation ratios // *Thermal nonequilibrium phenomena in fluid mixtures*. – Springer, Berlin, Heidelberg, 2002. – P. 334-354.
131. Weggler S., Huke B., Lücke M. Roll and square convection in binary liquids: A few-mode Galerkin model // *Physical Review E*. – 2010. – Vol. 81. – №. 1. – P. 016309.
132. Рыжков И. И. Термодиффузия в смесях: уравнения, симметрии, решения и их устойчивость: монография / И.И. Рыжков. – Красноярск: Институт вычислительного моделирования СО РАН, 2012. – 215 с.
133. Larre J. P., Platten J. K., Chavepeyer G. Soret effects in ternary systems heated from below // *International journal of heat and mass transfer*. – 1997. – Vol. 40. – №. 3. – P. 545-555.

134. Le Gal P., Pocheau A., Croquette V. Square versus roll pattern at convective threshold // *Physical review letters*. – 1985. – Vol. 54. – №. 23. – P. 2501.
135. Shliomis M. I., Souhar M. Self-oscillatory convection caused by the Soret effect // *EPL (Europhysics Letters)*. – 2000. – Vol. 49. – №. 1. – P. 55.
136. Huke B., Lücke M. Roll, square, and cross-roll convection in ferrofluids // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 2005. – Vol. 289. – P. 264-267.
137. Ryskin A., Pleiner H. Thermal convection in colloidal suspensions with negative separation ratio // *Physical Review E*. – 2005. – Vol. 71. – №. 5. – P. 056303.
138. Kim M. C., Hong J. S., Choi C. K. The analysis of the onset of Soret-driven convection in nanoparticles suspension // *AIChE journal*. – 2006. – Vol. 52. – №. 7. – P. 2333-2339.
139. Huke B., Pleiner H., Lücke M. Convection patterns in colloidal solutions // *Physical Review E*. – 2007. – Vol. 75. – №. 3. – P. 036203.
140. Lenglet J. et al. Thermodiffusion in magnetic colloids evidenced and studied by forced Rayleigh scattering experiments // *Physical Review E*. – 2002. – Vol. 65. – №. 3. – P. 031408.
141. Piazza R., Parola A. Thermophoresis in colloidal suspensions // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2008. – Vol. 20. – №. 15. – P. 153102.
142. Cerbino R., Vailati A., Giglio M. Soret driven convection in a colloidal solution heated from above at very large solutal Rayleigh number // *Physical Review E*. – 2002. – Vol. 66. – №. 5. – P. 055301.
143. Cerbino R., Vailati A., Giglio M. Fast-onset Soret-driven convection in a colloidal suspension heated from above // *Philosophical Magazine*. – 2003. – Vol. 83. – №. 17-18. – P. 2023-2031.
144. Putra N., Roetzel W., Das S. K. Natural convection of nano-fluids // *Heat and mass transfer*. – 2003. – Vol. 39. – №. 8-9. – P. 775-784.

145. Mazzoni S. et al. Transient oscillations in Soret-driven convection in a colloidal suspension // *The European Physical Journal E*. – 2004. – Vol. 15. – №. 3. – P. 305-309.
146. Cerbino R. et al. Scaling behavior for the onset of convection in a colloidal suspension // *Physical review letters*. – 2005. – Vol. 94. – №. 6. – P. 064501.
147. Wen D., Ding Y. Formulation of nanofluids for natural convective heat transfer applications // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. – 2005. – Vol. 26. – №. 6. – P. 855-864.
148. Chang B. H., Mills A. F., Hernandez E. Natural convection of microparticle suspensions in thin enclosures // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2008. – Vol. 51. – №. 5-6. – P. 1332-1341.
149. Donzelli G., Cerbino R., Vailati A. Bistable heat transfer in a nanofluid // *Physical review letters*. – 2009. – Vol. 102. – №. 10. – P. 104503.
150. Winkel F. et al. Thermal convection in a thermosensitive colloidal suspension // *New Journal of Physics*. – 2010. – Vol. 12. – №. 5. – P. 053003.
151. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Устойчивость конвективных течений. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. – 320 с.
152. Любимов Д.В., Брацун Д.А. Об уравнениях тепловой конвекции в запыленной среде // *Вестник Пермского университета. Серия: Физика*. – 1997. – Т. 2. – С. 15-29.
153. Lyubimov D.V., Bratsun D.A., Lyubimova T.P., Roux B. Influence of gravitational precipitation of solid particles on thermal buoyancy convection // *Advances in Space Research*. – 1998. – Vol.22. – № 8. – P. 1267-1270.
154. Bratsun D.A., Teplov V.S. On the stability of the pulsed convective flow with small heavy particles // *The European Physical Journal - Applied Physics*. – 2000. – V.10. – №3. – P. 219-230.
155. Брацун Д.А., Теплов В.С. О параметрическом возбуждении вторичного течения в вертикальном слое жидкости в присутствии мелких твердых частиц // *Прикладная механика и техническая физика*. – 2001. – Т.42. – №1. – С. 48-55.

156. Путин Г.Ф. Экспериментальное исследование влияния барометрического распределения на течения ферромагнитных коллоидов // Материалы 11-го Рижского совещания по магнитной гидродинамике. Рига. – 1984. – Т. 3. – С. 15–18.
157. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: Учеб. пособ.: Для вузов. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика. – 5-е изд., стереот. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 736 с. – ISBN 5-9221-0121-8 (Т. VI).
158. Shliomis M. I., Smorodin B. L. Onset of convection in colloids stratified by gravity // *Physical Review E*. – 2005. – Vol. 71. – №. 3. – P. 036312.
159. Ryskin A., Pleiner H. Influence of sedimentation on convective instabilities in colloidal suspensions // *International Journal of Bifurcation and Chaos*. – 2010. – Vol. 20. – №. 02. – P. 225-234.
160. Smorodin B. L. et al. Traveling-wave convection in colloids stratified by gravity // *Physical Review E*. – 2011. – Vol. 84. – №. 2. – P. 026305.
161. Черепанов И. Н., Смородин Б. Л. Конвекция в стратифицированной коллоидной бинарной смеси с нормальным эффектом термодиффузии // *Вестник Пермского университета. Серия: Физика*. – 2013. – Т. 23.–№. 1. – С. 14-19.
162. Smorodin B. L., Cherepanov I. N. Convection of colloidal suspensions stratified by thermodiffusion and gravity // *The European Physical Journal E*. – 2014. – Vol. 37. – №. 11. – P. 118.
163. Hadji L. Modeling convection onset in colloidal suspensions of particles // *Journal of non-equilibrium Thermodynamics*. – 2011. – Vol. 36. – №. 3. – P. 203-227.
164. Hadji L. Convection in colloidal suspensions of solid particles: A comparative study between the homogeneous mixture and the particulate medium models // *Chemical Engineering Communications*. – 2012. – Vol. 199. – №. 11. – P. 1394-1411.

165. Hadji L., DarAssi M. Influence of sedimentation on the threshold for Soret-driven convection in colloidal suspensions // *Physical Review E*. – 2014. – Vol. 89. – №. 1. – P. 013014.
166. DarAssi M., Hadji L. Analysis of the interplay between sedimentation and thermophoresis in the presence of convection in colloidal suspensions // *ASME 2014 4th Joint US-European Fluids Engineering Division Summer Meeting collocated with the ASME 2014 12th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels*. – American Society of Mechanical Engineers, 2014. – P. 1-9.
167. De Gennes P. G., Pincus P. A. Pair correlations in a ferromagnetic colloid // *Physik der kondensierten Materie*. – 1970. – Vol. 11. – №. 3. – P. 189-198.
168. Zubarev A. Y. Rheological properties of polydisperse magnetic fluids. Effect of chain aggregates // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 2001. – Vol. 93. – №. 1. – P. 80-88.
169. Бузмаков В. М., Пшеничников А. Ф. О концентрационной зависимости вязкости магнитных жидкостей // *Магнитная гидродинамика*. – 1991. – Т. 27. – №. 1. – С. 18-22.
170. Buzmakov V. M., Pshenichnikov A. F. On the structure of microaggregates in magnetite colloids // *Journal of colloid and interface science*. – 1996. – Vol. 182. – №. 1. – P. 63-70.
171. Bozhko A. A. et al. Convective heat transfer in ferrocolloids // *Heat Transfer Research*. – 2000. – Vol. 31. – №. 5. – P. 341-349.
172. Bozhko A. A., Putin G. F. Heat transfer and flow patterns in ferrofluid convection // *Magnetohydrodynamics*. – 2003. – Vol. 39. – №. 2. – P. 147-169.
173. Bozhko A., Tynjälä T. Influence of gravitational sedimentation of magnetic particles on ferrofluid convection in experiments and numerical simulations // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 2005. – Vol. 289. – P. 281-284.
174. Божко А. А., Путин Г. Ф. О гравитационно-конвективной неустойчивости в коллоидах // *Вестник Пермского университета. Серия: Математика. Механика. Информатика*. – 2012. – Т. 12 – №. 4. – С. 12-16.

175. Kikura H., Sawada T., Tanahashi T. Natural convection of a magnetic fluid in a cubic enclosure // *Journal of Magnetism and Magnetic materials*. – 1993. – Vol. 122. – №. 1-3. – P. 315-318.
176. Ефимова А.В., Зайцев А.В., Жилкин Б.П., Токарев Д.Н., Зайцев К.В., Дашпунцаг Х. Тепловизионная диагностика термической структуры газовых потоков // *Вестник ГОУ ВПО УГТУ-УПИ. Теплоэнергетика*. – 2004. – Т. 33. – № 3. – С. 139-143.
177. Жилкин Б.П., Зайков Н.С., Кисельников А.Ю., Миренский В.Ю., Худяков П.Ю. Тепловизионная идентификация турбулентных структур в газовых потоках // *Приборы и техника эксперимента*. – 2010. – № 1. – С. 155–158.
178. Carlomagno G. M., Cardone G. Infrared thermography for convective heat transfer measurements // *Experiments in fluids*. – 2010. – Vol. 49. – №. 6. – P. 1187-1218.
179. Znamenskaya I. A., Koroteeva E. Y. Time-resolved thermography of impinging water jet // *Journal of Flow Visualization and Image Processing*. – 2013. – Vol. 20. – №. 1-2.– P. 25-33.
180. Большухин М.А., Знаменская И.А., Свешников Д.Н., Фомичев В.И. Термографическое исследование турбулентных пульсаций воды при неизотермическом смешении // *Автометрия*. – 2014. – Т. 50. – № 5. – С. 75-83.
181. Большухин М.А., Знаменская И.А., Фомичев В.И. Метод количественного анализа быстропротекающих тепловых процессов через стенки сосудов при неизотермическом течении жидкости // *Доклады Академии наук*. – 2015. – Т. 465. – № 1. – С. 38-41.
182. Знаменская И. А., Коротеева Е. Ю., Новинская А. М. Термографическая визуализация струйных затопленных турбулентных течений // *ГРАФИКОН'2016 Труды 26-й Международной научной конференции*. – 2016. – С. 323-326.

183. Коротеева Е.Ю. Анализ энергетических характеристик приповерхностных течений воды на основе высокоскоростной термографии // Проблемы теплообмена и гидродинамики в энергомашиностроении: Материалы докладов X школы-семинара молодых ученых и специалистов академика РАН В.Е. Алемасова. – 2016. – С. 77-80.
184. Глухов А. Ф., Сидоров А. С. Измерение температурных полей поверхности жидкости при помощи тонкой пластинки и тепловизора // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. – 2016. – Т. 32.– № 1. – С. 5–10.
185. Глухов А. Ф., Демин В. А., Попов Е. А., Тепловая конвекция магнитной наносuspension в узких каналах // Механика жидкости и газа. – 2013. – №1. – С. 41-51.
186. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.– М.: Наука. – 1972. – 720 с.
187. Khasanshin T. S., Samuilov V. S. and Shchemelev A. P. Determination of the thermodynamic properties of liquid n-hexadecane from the measurements of the velocity of sound // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2009. – Vol. 82. – No. 1. – P. 149-156.
188. Липштейн Р.А., Шахнович М.И. Трансформаторное масло. – М.: Энергоатомиздат. – 1983. – 296 с.
189. Казанцев Е.И. Промышленные печи. Справочное руководство для расчётов и проектирования. – М., Металлургия. – 1975. – 368 с.
190. Рудяк В. Я. Современное состояние исследований вязкости наножидкостей // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. – 2015. – Т. 10. – №. 1. – С. 5-22.
191. Vand V. Viscosity of solution and suspensions // Journal of Physical and Colloid Chemistry. – 1948. – Vol. 52. – No 2. – P. 277-299.
192. Chong J. S., Christiansen E. B., Baer A. D. Rheology of concentrated suspension // Journal of Applied Polymer Science. – 1971. – Vol. 15. – P. 2007-2021.

193. Варламов Ю. Д., Каплун А. Б. Измерение вязкости слабоагрегирующихся магнитных жидкостей // Магнитная гидродинамика. – 1986. – № 3. – С. 43-49.
194. Пшеничников А. Ф., Гилёв В. Г. Вязкость концентрированных магнетитовых коллоидов // Вестник пермского университета. Серия: Физика. – 1997. – № 2. – С. 46–58.
195. Пшеничников А. Ф., Гилев В. Г. Реология и намагниченность концентрированных магнетитовых коллоидов // Коллоидный журнал. – 1997. – Т. 59.– № 3. – С. 372-379.
196. Лебедев А. В. Вязкость концентрированных коллоидных растворов магнетита // Коллоидный журнал. – 2009. – Т. 71. – № 1. – С. 78–83.
197. Богатырёв Г. П., Гилёв В. Г. Исследование концентрационной зависимости вязкости магнитной жидкости во внешнем поле // Магнитная гидродинамика. – 1984. – № 3. – С. 33-37.
198. Физические свойства горных пород и полезных ископаемых (петрофизика). Справочник геофизика/Под ред. Н.Б. Дортман. – 2-е изд., перераб. и доп.– М.: Недра. – 1984.– 455 с.
199. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. акад. И. К. Кикоина. – М.: Атомиздат.– 1976.– 1008 с.
200. Мустафаев Р.А. Теплофизические свойства углеводородов при высоких параметрах состояния. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат. – 1991. – 312 с.