

На правах рукописи



Сидоров Александр Сергеевич

ТЕРМОМАГНИТНАЯ КОНВЕКЦИЯ
В ВЕРТИКАЛЬНОМ СЛОЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Пермь — 2019

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Пермский государственный национальный исследовательский университет» (ПГНИУ), г. Пермь.

Научный руководитель: **Глухов Александр Федорович**, кандидат физико-математических наук, доцент.

Официальные оппоненты: **Елфимова Екатерина Александровна**, доктор физико-математических наук, доцент, ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», заведующий кафедрой теоретической и математической физики (г. Екатеринбург).

Иванов Алексей Сергеевич, кандидат физико-математических наук, доцент, ФГБУН «Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук» (филиал – «Институт механики сплошных сред УрО РАН»), заведующий лабораторией динамики дисперсных систем (г. Пермь).

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова», г. Москва.

Защита состоится **05 декабря 2019 г.** в 14:00 часов на заседании диссертационного совета Д 004.036.01 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук (филиал – Институт механики сплошных сред УрО РАН) по адресу: 614013, г. Пермь, ул. Академика Королёва, 1; тел: (342) 237-84-61; факс: (342) 237-84-87; сайт: www.icmm.ru.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Института механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук.

Автореферат разослан «___» октября 2019 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук, доцент



/А.Л. Зуев

Общая характеристика работы

Актуальность и степень разработанности темы исследования

Магнитными жидкостями (МЖ), феррожидкостями или магнитными коллоидами называют искусственно создаваемые среды, представляющие собой коллоидные дисперсии однодоменных частиц магнитного материала – железа, кобальта, магнетита, взвешенных в жидкости-носителе, в качестве которой обычно используют углеводороды (ундекан, керосин, трансформаторное масло), воду и др. Чтобы предотвратить слипание частиц под действием магнитного притяжения, каждую из них окружают мономолекулярным слоем поверхностно-активного вещества. Средний размер частиц магнитной фазы составляет 10 нм, а характерный размер молекул ПАВ, например, олеиновой кислоты, составляет 2 нм. Вследствие диполь-дипольного взаимодействия часть магнитных частиц объединяется в агрегаты, содержащие от нескольких до десятков частиц.

Особенность теплофизических явлений в магнитных наножидкостях определяется зависимостью намагниченности от температуры, концентрации частиц и приложенных магнитных полей. Намагничивание магнитных коллоидов связано с действием двух ориентационных механизмов. Первый – броуновский – связан с тем, что частица поворачивается в поле подобно магнитной стрелке. Время ориентационной релаксации определяется броуновским движением. Второй механизм неелевский, когда направление магнитного момента меняется в результате процессов, происходящих внутри самой частицы. В наших экспериментах с МЖ намагничивание полностью определяется ориентационным механизмом поляризации, поскольку использовались только постоянные магнитные поля.

Неоднородность намагниченности в магнитной наножидкости может быть обусловлена двумя факторами – неизотермичностью жидкости и неравномерным распределением частиц магнитной фазы по объему. Долгое время в задачах по конвекции МЖ концентрация магнитных частиц считалась однородной и принимались во внимание только термомагнитный и термогравитационный механизмы возбуждения течений. Однако, даже в изотермическом коллоиде в отсутствие макроскопических движений происходит гравитационное осаждение и диффузионное перераспределение частиц. Картина течения в вертикальном слое стратифицированного ферроколлоида отличается от течений, наблюдаемых в однородных жидкостях.

Как показывают эксперименты, оценки и расчеты, гравитационная конвекция наножидкостей обусловлена конкуренцией между неоднородностями плотности тепловой, термодиффузионной и седиментационной природы. В тонких слоях при относительно высоких неоднородностях температуры существенное влияние оказывает термофорез частиц. Заметная роль термофореза магнитных частиц обусловлена также тем, что коэффициент термодиффузии частиц в магнитной жидкости на один – два порядка выше, чем в молекулярных растворах.

Таким образом, для управления теплообменом и устойчивостью конвективных течений при помощи магнитного поля необходимо учитывать и контролировать целый ряд явлений и параметров МЖ, определяющих такие процессы. Разнообразие наблюдаемых в эксперименте эффектов увеличивает сложность решения прикладных задач и становится барьером для широкого применения на практике магнитожидкостных систем и датчиков. На сегодняшний день нет общей теории гидродинамики магнитных коллоидов, которая бы давала модели, адекватные реальным МЖ и могла указать границы применимости таких моделей.

Исследования, результаты которых изложены в диссертации, проводились при поддержке грантов РФФИ № 12-08-31423 мол_а, № 16-31-00417 мол_а и № 16-31-60074 мол_а_дк, и грантов ведущих научных школ Российской Федерации НШ-4022.2014.1, НШ-9176.2016.1.

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование термомагнитной и термогравитационной конвекции магнитной жидкости в плоском вертикальном слое, обогреваемом с широкой боковой стороны.

Для выполнения поставленной цели решены следующие задачи:

1. Разработана и изготовлена экспериментальная установка для изучения конвекции в вертикальном слое магнитной жидкости, помещенном в однородное магнитное поле;
2. Разработано две методики визуализации конвективных структур;
3. Изучены режимы конвективных течений МЖ в гравитационном и магнитном полях.

Научная новизна результатов работы:

Эксперименты по конвекции в вертикальном слое магнитной жидкости в гравитационном и магнитном поле выполнены впервые. Получены следующие новые результаты:

1. Экспериментально получена карта режимов и структур конвективных течений магнитной жидкости в вертикальном слое в однородном магнитном поле;
2. Экспериментально обнаружен режим суперпозиции стационарных вертикальных валов и термомагнитных волн;
3. Экспериментально исследована устойчивость термогравитационного подъемно-опускного течения при различной ориентации вектора магнитного поля и получена карта устойчивости такого течения;
4. Изучено влияние седиментационных неоднородностей концентрации, накопленных в покоящейся МЖ, на конвекцию в вертикальном слое;
5. Показано, что при относительно небольших скоростях стационарного конвективного течения, термофорез магнитных частиц поперек слоя приводит к периодическим процессам в МЖ;

6. Обоснована ключевая роль термофореза частиц в периодической смене направления конвективного течения МЖ в связанных вертикальных, подогреваемых снизу каналах. Гравитационная седиментация частиц исключена из возможных причин таких колебаний.

Теоретическая и практическая значимость работы

Результаты диссертационного исследования способствуют пониманию сложных процессов, происходящих в наножидкостях, и вносят вклад в создание теории конвекции магнитных жидкостей. Накопленный экспериментальный опыт можно применять при разработке магнитожидкостных датчиков и теплообменных устройств. Разработанный способ наблюдения за конвективными структурами при помощи тонкой пластинки и тепловизора расширяет область применимости таких приборов.

Методология и методы диссертационного исследования

В исследовании использовались две разные методики визуализации и измерения температурного поля на поверхности жидкости. Одна из методик наблюдения за конвективными структурами при помощи тонкой пластинки и тепловизора полностью оригинальная и применена впервые.

Контроль температуры в локальных точках осуществлялся при помощи традиционных термопар и микровольтметров «Термодат» с возможностью передачи термограмм в компьютерные системы. Для записанных сигналов проводился анализ Фурье.

Для измерения свойств магнитной жидкости применялись как стандартные приборы (вискозиметры, весы, пикнометры и т.д.), так и собственные разработки. Например, сконструирована оригинальная установка для измерения коэффициента температуропроводности методом регулярного режима и обоснована применимость этого нестационарного метода для жидкостей.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Результаты экспериментального изучения термомагнитной конвекции на фоне термогравитационной в вертикальном слое. Карта режимов и структуры конвективных течений магнитной жидкости в вертикальном слое в однородном, направленном горизонтально магнитном поле;
2. Результаты экспериментального исследования термомагнитной неустойчивости подъемно-опускного термогравитационного течения. Утверждение, что неустойчивость носит пороговый характер. Карта устойчивости подъемно-опускного течения в магнитном поле и утверждение о том, что нормальная к слою компонента поля дестабилизирует основное конвективное течение, а касательная компонента, наоборот, стабилизирует;
3. Существенное влияние начальных седиментационных неоднородностей частиц на конвекцию магнитной жидкости в вертикальном слое;

4. Влияние термофореза магнитных частиц на устойчивость сдвигового течения в вертикальном слое и утверждение о том, что термофорез частиц приводит к периодическим конвективным процессам;
5. Утверждение о том, что термофорез частиц играет определяющую роль в периодической смене направления конвективного течения магнитной жидкости в связанных вертикальных, подогреваемых снизу, каналах.

Достоверность результатов обеспечивалась воспроизводимостью экспериментальных измерений с учетом систематических и приборных погрешностей. Проведены специальные дополнительные расчеты и тестовые эксперименты для оценки систематических погрешностей в измерениях температуры на поверхности жидкости при помощи тонкой пластинки и тепловизора. Результаты исследования там, где это возможно, сопоставлялись с известными теоретическими расчетами и экспериментами других авторов. Основные физические параметры магнитной жидкости, влияющие на конвективное течение, оперативно определялись в дополнительных экспериментах.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на Краевой научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Физика для Пермского края» (Пермь, 2008, 2015, 2018); Всероссийской конференции молодых ученых «Неравновесные процессы в сплошных средах» (Пермь, 2009, 2010, 2011); 12th International Conference on Magnetic Fluids (Sendai, 2010); Шестнадцатой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых ВНКСФ-16 (Волгоград, 2010); Зимней школе по механике сплошных сред (Пермь, 2011, 2013, 2019); International conference bifurcations and instabilities in fluid dynamics. BIFD 2011 (Barcelona, 2011); 65th Annual Meeting of the American Physical Society's Division of Fluid Dynamics (San Diego, 2012); Международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность» (Москва, 2012, 2014, 2018); Russian conference on Magnetohydrodynamics (Пермь, 2012, 2015, 2018); Международной конференции «Пермские гидродинамические научные чтения, посвященные памяти профессоров Г.З. Гершуни, Е.М. Жуховицкого и Д.В. Любимова» (Пермь, 2013, 2014); Международной Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям (Плес, 2014); Пермском городском гидродинамическом семинаре им. Г. З. Гершуни и Е. М. Жуховицкого (Пермь, 2015, 2019).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 35 печатных работах. Из них 5 статей опубликованы в журналах, индексируемых в базах Web of Science и Scopus, и входящих в список ВАК; 5 статей в журнале, индексируемом РИНЦ; 15 статей в сборниках материалов конференций и 10 тезисов докладов.

Личный вклад автора. Основные результаты диссертации опубликованы в журналах, учитываемых ВАК при защите диссертации на соискание ученой степени кандидата наук [1-5].

В публикациях [1-2] автором выполнена вся экспериментальная часть и обработка результатов. Постановка задач и анализ результатов экспериментов осуществлялись автором совместно с научным руководителем Путиным Г.Ф. и соавторами, теоретические результаты получены Суловым С.А.

Эксперимент, описанный в [3], подготовлен, выполнен, обработан, и результаты опубликованы автором лично.

В работе [4] эксперимент со специальной магнитной жидкостью и обработка результатов выполнялись лично автором. Совместно с Глуховым А.Ф. проведен теоретический анализ роли седиментации и термофореза частиц в периодических конвективных процессах в каналах и написан текст статьи.

В публикации [5] экспериментальная часть принадлежит автору. Теоретическая часть и численные расчеты выполнены соавторами Смородиным Б.Л. и Черепановым И.Н. Сопоставление теоретических результатов с экспериментом, и написание текста статьи выполнялись совместно всеми авторами.

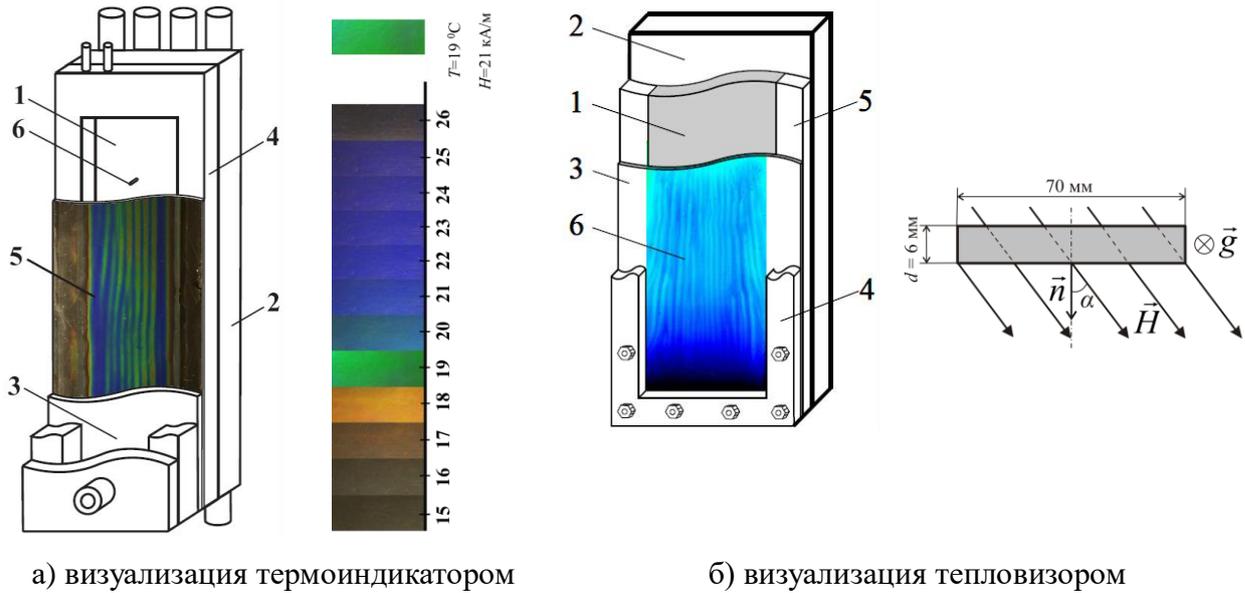
Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, заключения и списка литературы, включающего 147 наименований. Работа изложена на 138 листах и содержит 54 рисунка и 2 таблицы.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность темы диссертации и дана общая характеристика работы.

В первой главе представлен обзор литературы по конвекции и конвективной неустойчивости магнитных жидкостей, а также обзор публикаций, связанных с термомагнитной конвекцией.

Во второй главе приведены основные свойства магнитных жидкостей и описаны методы, которыми они определялись. Подробно описаны две методики визуализации конвективных структур на поверхности жидкости, приведена схема экспериментальной установки по исследованию термомагнитной конвекции. В качестве вертикального слоя использовались ячейки прямоугольной формы толщиной $d = 4.0$ и 6.0 мм, высотой $l = 250$ мм и длиной 70 мм (рис. 1). Полость 1 с МЖ ограничивалась с одной из широких сторон латунной пластиной теплообменника 2 толщиной 10 мм с каналами для термостатирующей жидкости. С другой широкой стороны к полости 1 примыкал прозрачный теплообменник 3 из плексигласа. С боковых сторон полость 1 окружалась рамкой 4 из плексигласа, толщина которой задавала толщину слоя. Жидкокристаллический термоиндикатор 5 толщиной 0.1 мм, соприкасался непосредственно со слоем МЖ. Для количественных измерений



а) визуализация термоиндикатором

б) визуализация тепловизором

Рис. 1. Конвективная камера и две схемы визуализации структур: (а) 1 – полость с МЖ; 2 и 3 – металлический и прозрачный теплообменники; 4 – рамка из плексигласа; 5 – жидкокристаллическая пленка; 6 – термопара. Справа представлена зависимость цвета жидкокристаллической пленки от температуры; (б) 1 – полость с МЖ, 2 – металлический теплообменник, 3 – текстолитовая пластина, 4, 5 – рамки из органического стекла, 6 – поле температуры, фиксируемое тепловизором на пластинке из текстолита. Справа изображено горизонтальное сечение камеры, α – угол наклона вектора магнитной напряженности.

температуры внутри жидкости использовались две дифференциальные термопары 6. Для визуализации конвективных структур использовались жидкокристаллические термоиндикаторы, изменяющие окраску от коричневой до синей при повышении температуры в интервале 17 – 22 °С (рис. 1а). Для устойчивого подъемно-опускного течения температура индикатора одинакова и цвет является однородным. При появлении конвективных структур в виде валов или ячеек температурное поле индикатора отображает соответствующую структуру, которая фиксировалась цифровым фотоаппаратом. Погрешность измерений температуры составляла ± 0.5 К. При измерении температуры термопарами погрешность ± 0.1 К.

Другой способ визуализации применен в конвективной камере, изображенной на рис. 1б. Прозрачный плексигласовый теплообменник заменялся тонкой текстолитовой пластиной толщиной $b = 0.7$ мм. Для наблюдения структур использовалась инфракрасная камера, которая регистрировала поле температуры на внешней поверхности текстолитовой пластины. С целью оценки систематических погрешностей получена формула ослабления периодической составляющей температурного поля в пластинке $T_m/T_{mж} = \alpha_{жс} (\alpha_{жс} + \alpha_2 + \pi^2 \lambda b/d^2)^{-1}$, здесь $T_m, T_{mж}$ – амплитуда периодической составляющей температурного поля в пластинке и на поверхности жидкости; $\alpha_{жс}, \alpha_2$ – коэффициенты теплоотдачи с поверхностями пластинки в жидкость и в воздух, соответственно; λ – теплопроводность текстолита. При наблюдении

валов с длиной волны равной удвоенной толщине слоя ослабление составило $\sim 50\%$. Тестовые эксперименты подтвердили расчетную формулу.

Однородное магнитное поле создавалось катушками Гельмгольца. Максимальное значение напряженности магнитного поля достигало 35 кА/м. Поле в сечении, параллельном плоскости витков, и вдоль аксиальной оси симметрии обладает высокой однородностью, т.к. ранее данные катушки использовались для опытов по ЯМР-томографии биологических объектов. Погрешность измерения магнитного поля в экспериментах не превышала 3%. Внешний диаметр основных катушек равен $7 \cdot 10^{-1}$ м, диаметр рабочей зоны $4.5 \cdot 10^{-1}$ м.

Третья глава посвящена экспериментальному исследованию взаимодействия термомагнитных и термогравитационных конвективных течений в вертикальном слое магнитной жидкости, помещенном в поперечное или наклонное магнитное поле. Как показали эксперименты, потеря устойчивости основного подъемно-опускного конвективного течения носит пороговый характер и связана с формированием системы термомагнитных конвективных валов с осями, вытянутыми по вертикали. Наблюдаемые в эксперименте структуры течений согласуются с теоретическими расчетами.

На рис. 2 приведена экспериментальная карта термомагнитной неустойчивости термогравитационного течения. По осям отложены перепад температур ΔT и напряженность магнитного поля H . Гравитационное и магнитное числа Грасгофа связаны с названными величинами следующим образом: $Gr \sim \Delta T$, $Gr_m \sim \Delta T^2 H^2$. Под воздействием горизонтального магнитного поля основное течение теряло устойчивость и появлялись вертикальные термомагнитные валы, которые наблюдались в виде вертикальных полос на изображении поверхности слоя.

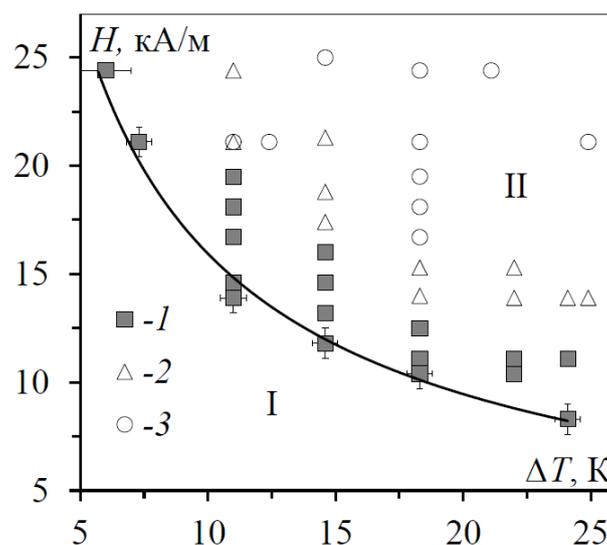


Рис. 2. Режимы конвективных движений в вертикальном слое МЖ во внешнем однородном магнитном поле: 1 – стационарные термомагнитные валы; 2, 3 – нестационарные термомагнитные валы с одной и двумя частотами соответственно ($d = 6.0$ мм); I – стационарное подъемно-опускное течение; II – термомагнитная конвекция.

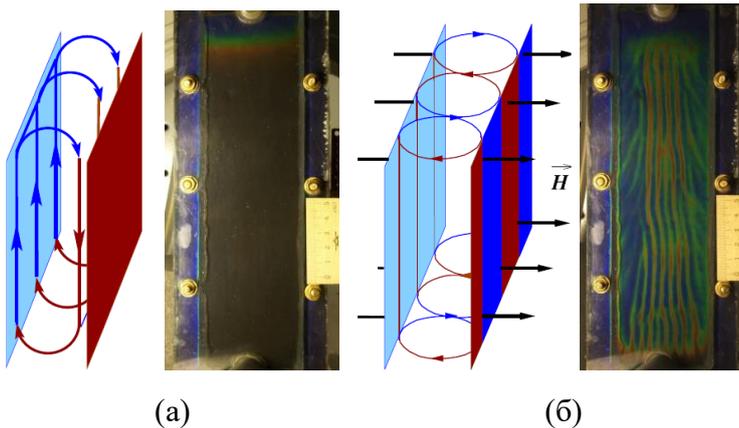


Рис. 3. Схемы конвективных движений и примеры распределения температуры на широкой боковой поверхности жидкости: (а) – первичное подъемно-опускное термогравитационное течение; (б) – вторичное термомагнитное течение. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости фотографии в направлении от наблюдателя.

В области «I» реализуется устойчивое термогравитационное подъемно-опускное течение (рис. 3а): нагретая жидкость поднимается вдоль горячей стенки (синий цвет), охлажденная жидкость опускается вдоль холодной стенки (коричневый цвет) при этом окраска термочувствительной пленки однородна. В области «II» диаграммы на базовое течение накладывается термомагнитная конвекция в виде вертикальных валов (рис. 3б). На фотографии синяя полоса соответствует теплomu конвективному потоку МЖ от нагретой стенки, а коричневая полоса отображает обратное движение.

В экспериментах, в зависимости от заданных значений H и ΔT , наблюдались: первичное подъемно-опускное течение, стационарные вертикальные термомагнитные валы, суперпозиция стационарных и бегущих валов. На рис. 4 показано распределение температуры на поверхности жидкости при $\Delta T = 20$ К по мере увеличения магнитного поля, перпендикулярного слою. При $H = 0$ (рис. 4а) вдоль теплообменника опускается холодная жидкость, цвет жидкокристаллической пленки коричневый (18°C). При включении магнитного поля у границ слоя начинается термомагнитная конвекция, на фотографиях появляются узкие вертикальные полоски зеленого цвета (рис. 4б). С ростом H вертикальные термомагнитные валы появляются по всему слою, одновременно роль приграничных эффектов усиливается. Площадь, занятая вертикальными валами, уменьшается, а вблизи узких боковых границ появляются наклонные валы, стремящиеся сориентироваться перпендикулярно стенке вдоль оси основного течения (рис. 4г, д). Концы наклонных валов поднимаются вверх вдоль стенки; скорость их движения возрастает с увеличением магнитного поля. Горизонтальная скорость движения валов в центре слоя составляла ~ 0.1 мм/с, а вертикальная скорость наклонных валов вблизи границ ~ 1 мм/с.

Если вектор \vec{H} находился в горизонтальной плоскости, но был направлен под углом α по отношению к широкой вертикальной границе слоя, то в жидкости появлялись нормальная H_n и тангенциальная H_t компоненты поля. Известно, что магнитное поле, направленное параллельно слою и перпендикулярно температурному градиенту, не оказывает влияния на порог устойчивости основного течения, но влияет на его структуру. Такое поле

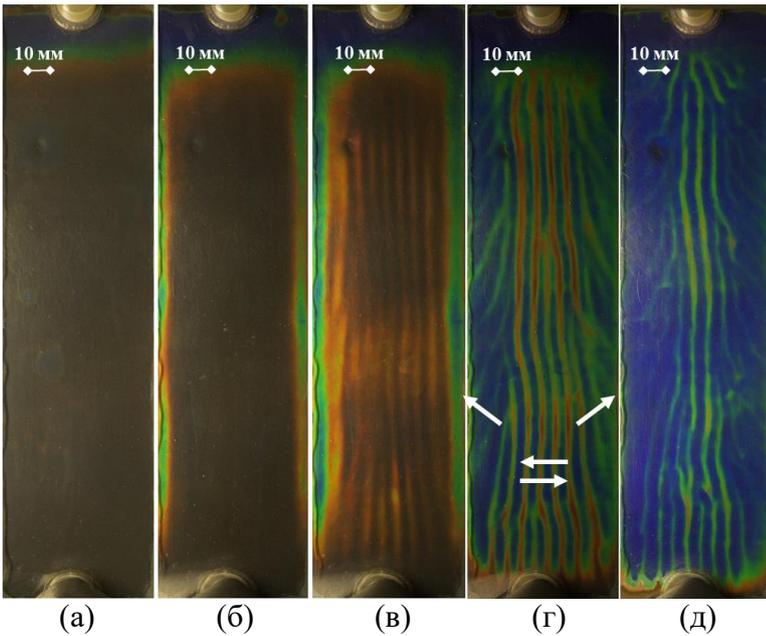


Рис. 4. Изменение структуры конвективных течений по мере увеличения величины перпендикулярного слоя магнитного поля для $\Delta T = 20$ К и H , кА/м: (а) 0; (б) 11; (в) 15; (г) 25; (д) 35. Визуализация течения у холодной стенки в опускающем потоке в слое с $d = 4.0$ мм и высотой 250 мм. Стрелками показано направление движения термомагнитных валов.

снимает вырождение по направлениям конвективных валов, выстраивая их параллельно вектору \vec{H} . Таким образом, в наклонном поле можно наблюдать действие двух механизмов неустойчивости одновременно: ориентационный механизм за счет H_t и термомагнитный механизм за счет H_n . Угол наклона вектора \vec{H} позволяет менять относительный вклад каждого из механизмов.

В опытах с наклонным полем применялся метод визуализации конвективных структур при помощи тепловизора. Границы устойчивости термогравитационного течения в наклонном магнитном поле в зависимости от приложенного перепада температур и напряженности внешнего магнитного поля показаны на рис. 5а. Граничные линии проведены для углов наклона α от 0 до 20° . Рис. 5а демонстрирует, что имеются три управляющих параметра ΔT , H и α , меняя которые можно добиться стабилизации или дестабилизации термогравитационного течения. Зафиксировав два любых параметра, и меняя третий можно вызвать появление термомагнитных валов или их исчезновение.

Чтобы показать движение конвективных валов, на серии фотографий рис. 5 крестиком отмечена фиксированная координата и цифрами отмечены три вертикальные полосы. На первой фотографии метка совпадает с полосой 1, что соответствует максимуму температуры (рис. 5б). В следующий момент времени температура в этой точке не меняется, но происходит смещение полос и изгиб вертикальной полосы 2 (рис. 5в). Затем (рис. 5г) в данной точке пространства возникает минимум температуры. Таким образом, за 160 с, происходит смещение валов на расстояние 16 мм. Размер полосы равен ширине конвективного вала 6 мм. Вблизи границ конвективные валы наклоняются и движутся всегда вверх.

Все три критических управляющих параметра в наших экспериментах ΔT_c , H_c и α можно объединить на одной линии, разделяющей области устойчивого подъемно-опускающего термогравитационного течения и течения, осложненного

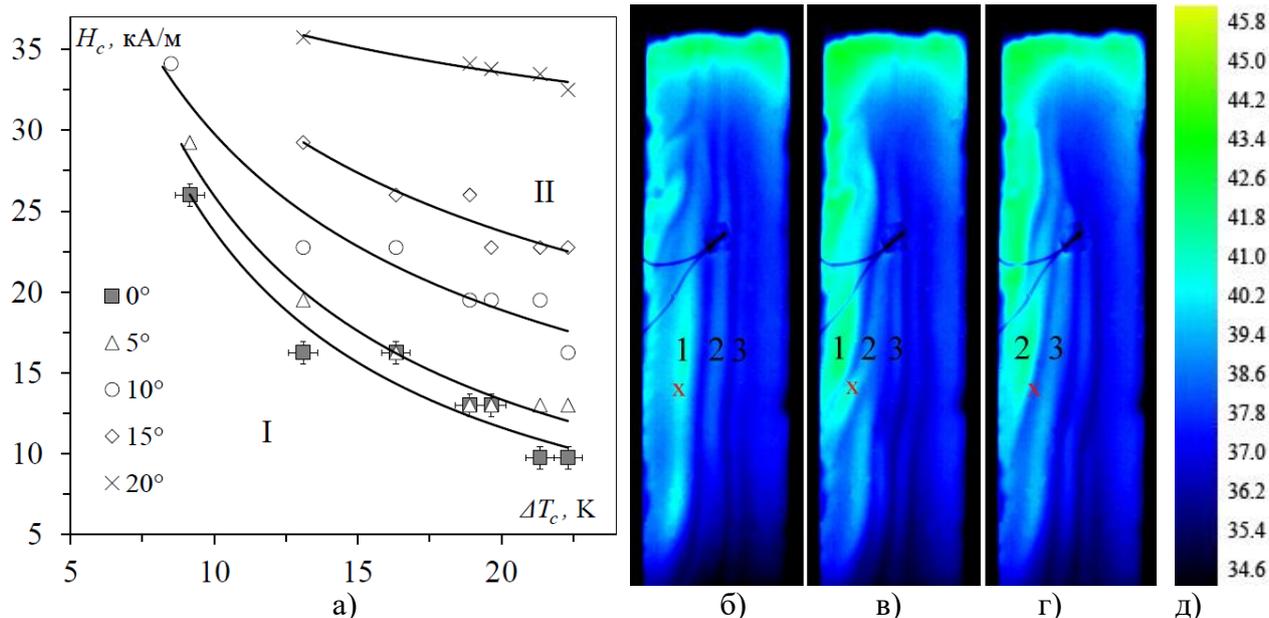


Рис. 5. Границы устойчивости конвективных течений в вертикальном слое магнитной жидкости во внешнем однородном магнитном поле при различных углах наклона вектора поля (а); пространственно-временные изменения структуры конвективных течений при $\Delta T = 18.9$ К, $H = 34$ кА/м и $\alpha = 10^\circ$. Время между кадрами (б) – (г) 80 с; цветовая градуировка температуры, задаваемая тепловизором (д).

терромагнитными валами (рис. 6). Учитывая, что в небольших полях $M \sim H$ можно записать

$$\sqrt{Gr_{mn}/Gr_{mc}} = H_n/H_c \text{ и } \sqrt{Gr_{mt}/Gr_{mc}} = H_t/H_c,$$

где Gr_{mn} и Gr_{mt} – магнитные числа Грасгофа, определенные через нормальную H_n и тангенциальную H_t компоненты поля соответственно, Gr_{mc} – число Грасгофа, определенное через критическое значение поля H_c при $\alpha = 0$. Гравитационное число Грасгофа нормируем на критическое значение Gr_c $Gr/Gr_c = \Delta T/\Delta T_c$, где ΔT_c – критическая разность температур, при которой возникают терромагнитные валы при нормальной ориентации поля ($\alpha = 0$). График рис. 6 показывает дестабилизирующую роль нормальной компоненты поля, а касательная компонента, наоборот, стабилизирует основное течение.

В главе 4 показано, что магнитную жидкость нельзя рассматривать как однородную по концентрации среду, как это часто предполагается при изучении терромагнитной конвекции. Экспериментаторы постоянно сталкиваются с проявлением в опытах концентрационных неоднородностей МЖ. В роли источников-генераторов таких неоднородностей могут выступить: гравитационная седиментация частиц, магнитофорез в неоднородных магнитных полях и термофорез в неоднородных температурных полях. Конвекция всегда предполагает наличие температурных неоднородностей – это либо заданные извне температурные градиенты, либо неоднородные температурные поля, генерируемые самой конвекцией.

При конвекции магнитных жидкостей в подогреваемых снизу связанных

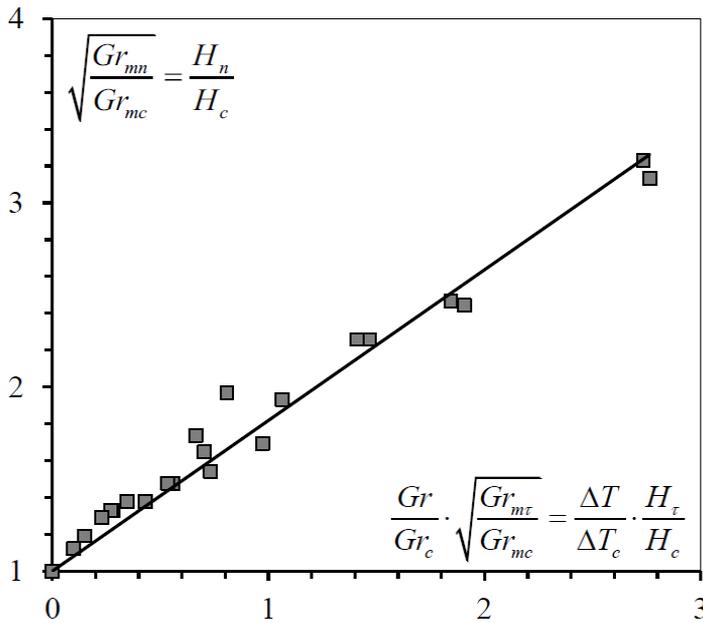


Рис. 6. Обобщенная диаграмма термомагнитной неустойчивости термогравитационного течения магнитной жидкости в вертикальном слое при обогреве сбоку в наклонном магнитном поле. Gr_{mn} и Gr_{mt} – магнитные числа Грасгофа, определенные через нормальную H_n и тангенциальную H_t компоненты поля, Gr_{mc} – число Грасгофа, определенное через критическое значение поля H_c при $\alpha = 0$.

вертикальных каналах вблизи порога неустойчивости механического равновесия наблюдались колебания почти прямоугольной формы, связанные с периодической сменой направления течения жидкости (рис. 7). Главная часть установки состояла из латунной пластины $21 \times 6.2 \times 70 \text{ мм}^3$, в которой были вырезаны два канала квадратного сечения шириной $2d = 3.2 \text{ мм}$ и высотой $\ell = 50 \text{ мм}$. Расстояние между центрами 6 мм. Об интенсивности течения судили по показаниям дифференциальной термопары, измеряющей разность температур между центрами каналов 2Θ . График интенсивности течения в магнитной жидкости на основе ундекана показан на рис. 7б.

При задании вертикального, направленного вниз, градиента температуры выше критической величины механическое равновесие теряет устойчивость колебательным образом. Такое поведение связано с наличием в жидкости конкурирующего вертикального градиента концентрации. Имеется несколько причин появления вертикальных неоднородностей до опыта. Это неполное перемешивание исходного образца: в результате более концентрированные части жидкости быстро оседают вниз (концентрационная конвекция). Возникший в результате вертикальный градиент концентрации имеет случайную величину (зависит от предыстории), но весьма стабилен и обладает временем релаксации, совпадающим со временем перехода к равновесному барометрическому распределению, в нашем случае это время $t_D = \ell^2 / \pi^2 D \sim 1 \text{ год}$. Медленнее оседают агрегаты частиц, а самой медленной является седиментация одиночных частиц за время $\ell / v_s \sim 6 \cdot 10^5 \text{ ч}$.

Рост концентрации в нижней части сосуда в объеме высотой δ за счет оседания частиц со скоростью v_s можно описать формулой

$$C = C_0 (1 + v_s t / \delta). \quad (1)$$

Формула актуальна, пока можно пренебречь диффузией частиц в обратном направлении на верхней границе выбранного объема, т.е. когда $t < \delta^2 / (\pi^2 D)$.

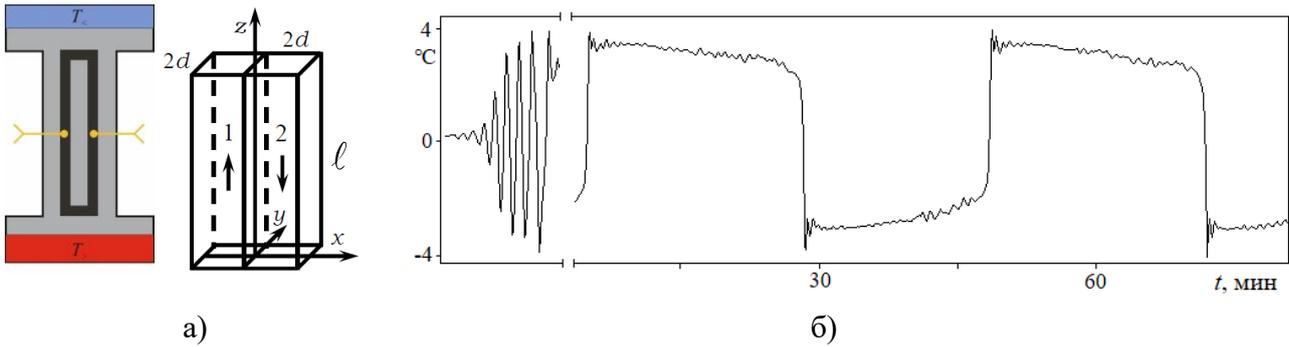


Рис. 7. Связанные вертикальные каналы (а); колебательный переходный процесс и переходы магнитной жидкости между двумя ветвями конвекции при $Ra = 36$ (б).

Седиментация дает весьма медленный прирост концентрации вблизи дна каналов. Например, при $v_s \sim 10^{-11}$ м/с за время подготовки эксперимента $t \sim 10^4$ с в слое высотой $\delta \sim 0.01$ м концентрация увеличится всего на $\Delta C/C_0 \sim 10^{-5}$, но этого достаточно, чтобы наблюдать колебательный переход от механического равновесия с периодом τ_t , который можно оценить из теории колебательной неустойчивости механического равновесия в связанных каналах

$$\tau_t = 4d^2/\pi a \sqrt{\beta_T \nabla T_c / \beta_C \nabla C} \sim 10^2 \text{ с}. \quad (2)$$

Здесь ∇T_c – вертикальный градиент температуры, при котором наблюдается колебательная неустойчивость механического равновесия, ∇C – начальный вертикальный градиент концентрации. Отметим, что τ_t не зависит от диффузионных параметров частиц магнитной жидкости, а определяется теплопроводностью среды a .

Неустойчивость завершается возникновением конвективного течения (рис. 7б). Уже возникшее, почти стационарное конвективное течение оказывается неустойчивым и за время $\tau/2$ путем быстрого переходного процесса подъем жидкости в левом канале и течение вниз в правом меняется на течение в обратную сторону. Далее все повторяется с периодом $\tau \sim 1$ час.

Гравитационная седиментация частиц оказывает влияние на конвекцию магнитных жидкостей в каналах только на начальном этапе перехода от равновесия к конвективному течению. Действительно, гравитационная высота для применявшихся жидкостей составляет $kT/mg \sim 0.1$ м, здесь m – масса частицы за вычетом массы вытесненной жидкости. Барометрическое распределение образуется медленно, но в равновесии характеризуется столь большой стратификацией по плотности, что делает невозможным возникновение конвекции при разумных градиентах температуры. Время релаксации вертикальных концентрационных неоднородностей на пять порядков превышает период перебросов τ , а скорость седиментации на семь, восемь порядков меньше конвективной скорости. За время $\tau/2$ в центральной части канала жидкие частицы успеют совершить десятки оборотов по замкнутому контуру. Поэтому для аккуратно перемешанной жидкости седиментация частиц и термодиффузия за счет вертикального перепада

температур уходят на второй план на фоне более сильного термодиффузионного потока частиц поперек узких каналов.

При конвекции в узком канале горизонтальный температурный градиент около стенки на порядок превышает вертикальный, т.к. перепад температуры Θ между стенкой и центром узкого канала, сравним с вертикальной разностью ΔT , а высота канала и его полутолщина отличаются в 30 раз. Скорость термодиффузионного дрейфа частиц v_t в горизонтальном сечении каналов определяется формулой

$$v_t = -D\alpha\nabla T, \quad (3)$$

где α – коэффициент термодиффузии Соре. При положительном коэффициенте α частицы дрейфуют в направлении стенок в канале с течением вверх, а в канале с течением вниз направление дрейфа обратное.

Времена релаксации гидродинамических возмущений и температуры поперек каналов равны соответственно $(2d)^2/2\pi^2\nu \sim 0.1$ с и $(2d)^2/2\pi^2a \sim 5$ с и они существенно меньше периода перебросов. Это означает, что на каждом из полупериодов в каналах реализуется установившееся, почти стационарное конвективное течение, аналогичное течению однокомпонентной жидкости. Диффузионное время релаксации концентрационных неоднородностей поперек канала $(2d)^2/2\pi^2D \sim 50$ ч, т.е. на много порядков больше гидродинамического и температурного времен релаксации и более чем на порядок превышает период τ . Это дает возможность применить формулу (1) для описания накопления частиц у стенки в канале с восходящим потоком, и убыли частиц вблизи стенки в канале с нисходящим течением. Вместо скорости седиментации v_s используем скорость термодиффузионного дрейфа v_t . Толщина пристеночного слоя δ для оценок выбирается исходя из гармонического профиля скорости в каналах так, чтобы полупериод перебросов $\tau/2$ соответствовал времени пробега жидкой частицей длины канала ℓ . Таким образом, линия уровня $V = 2\ell/\tau$ отсекает пристеночную область (рис. 8), где магнитные частицы накапливаются в течение полупериода и канал в среднем становится тяжелее. Канал с течением вниз будет терять магнитные частицы из пристеночного слоя, т.е. станет легче. Когда концентрационная подъемная сила в достаточной мере вырастет, произойдет смена направления конвекции.

Подставляя скорость (3) в формулу (1), используя средний горизонтальный градиент Θ/d вблизи стенок канала, можно найти рост концентрации в слое δ со временем $\Delta C = C_0 t D \alpha \Theta / \delta d$. В канале с течением вниз эта формула описывает убыль концентрации у стенок. Концентрационная сила плавучести находится умножением $\rho g \beta_c \Delta C$ на объем пристеночного слоя $8d\delta\ell$. Эта сила растет со временем t и тормозит поток, а жидкость течет благодаря температурной подъемной силе, которую можно найти путем интегрирования $\rho g \beta_T T$ по объему канала с учетом профиля температуры $T(x, y, z) = \Theta(z) \sin(\pi x/2d) \cos(\pi y/2d)$ и постоянства $\Theta(z)$, если $\mu = Ra/Ra_c$ не велики. При $t = \tau/2$ концентрационная сила сравнивается с температурной силой и происходит смена направления потока.

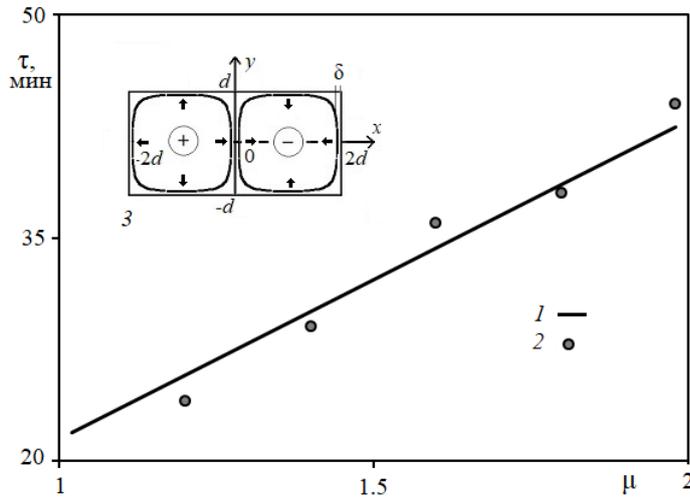


Рис. 8. Период перебросов в зависимости от относительного числа Релея: 1 – формула (6) при $\alpha = 0.19 \text{ K}^{-1}$; 2 – эксперимент с магнитной жидкостью на основе ундекана $C_0 = 0.16$; 3 – сечение каналов, оси координат и направление дрейфа частиц (стрелки) в каналах с течением вверх (+) и вниз (-).

Баланс сил в этот момент представляется соотношением

$$\rho g \beta_c C_0 \frac{\tau D \alpha \Theta}{2 \delta d} 8 d \delta \ell = \rho g \beta_T \Theta (2d)^2 \ell \frac{4}{\pi^2}.$$

Толщина слоя δ и температура Θ исключаются из уравнения баланса сил, и получается формула для оценки коэффициента термодиффузии через параметры жидкости и экспериментальный период перебросов τ

$$\alpha = 4 \beta_T d^2 / \pi^2 \beta_c C_0 D \tau \sim 0.1 \text{ K}^{-1}. \quad (4)$$

Приведенное число совпадает по порядку величины с экспериментальными измерениями α для магнитной жидкости в исследованиях других авторов.

Оценка (4) и характер экспериментальных зависимостей периода от относительного числа Релея $\tau(\mu)$ дают возможность предложить формулу для периода перебросов

$$\tau = (\pi^2 \beta_c C_0 D \alpha)^{-1} 4 \beta_T d^2 \mu, \quad (5)$$

который полностью определяется диффузионными свойствами среды $D\alpha$ в отличие от периода переходных колебаний (2), что говорит о качественно разной природе этих колебательных процессов. Зависимость периода перебросов (5) от параметров среды и от числа Релея подтверждается экспериментально. На рис. 8 показаны результаты измерений периода τ при разных числах Релея в образце магнитной жидкости на основе ундекана. Линия 1 соответствует формуле (5) при значении коэффициента C_0 $\alpha = 0.19 \text{ K}^{-1}$. Полученное значение коэффициента близко экспериментальным значениям этого параметра, найденным в прямых измерениях других авторов.

В эксперименте перебросы наблюдаются только вблизи порога неустойчивости равновесия, а при $\mu > 1.5 - 2$ сменяются стационарным течением. Объяснить этот факт может то, что суммарное термодиффузионное накопление частиц вблизи стенок канала пропорционально интегралу от температуры $\Theta(z)$ вдоль канала. С ростом числа Релея температура $\Theta(z)$ и, соответственно, горизонтальный градиент у стенки становятся неоднородными по вертикали. При этом интеграл по длине канала от $\Theta(z)$ сначала растет с

повышением μ , а после $\mu = 2$ начинает убывать. В результате сгенерированных конвекцией неоднородностей концентрации становится недостаточно, чтобы сменить направление конвективного потока.

В вертикальном слое МЖ при обогреве сбоку также наблюдались периодические во времени процессы неустойчивости первичного подъемно-опускного течения. В нижней части слоя периодически возникал горизонтальный вихрь, который затем размывался конвективным течением. Явление наблюдалось только при небольших перепадах температур $\Delta T < 5$ К. Мы предполагаем, что природа таких автоколебаний связана с термофорезом частиц поперек тонкого слоя, т.е. механизм автоколебаний похож на механизм, предложенный для вертикальных связанных каналов. Описываемые колебания имели период от 1 до 4 часов и наблюдались в экспериментах длительностью от нескольких суток до нескольких недель. Генерация вертикальных концентрационных неоднородностей связана с термофорезом частиц поперек слоя с последующим их сносом конвективным потоком, т.е. происходит так же, как разделение компонентов смеси в термодиффузионной колонне.

Если изотермическая магнитная жидкость до опыта находилась в течение нескольких недель при горизонтальном положении слоя, то после возврата слоя в вертикальное положение наблюдаемые конвективные структуры отличались от конвективных структур, описанных в главе 3. Подъемно-опускное течение разбивалось на отдельные вихри с резкими горизонтальными границами, как показано на рис. 9. Согласно численным расчетам движения внутри каждого вихря качественно подобны течениям в полости, заполненной однородной жидкостью. Представленные на фото структуры получены для жидкости, которая оставалась в горизонтальном положении в течение месяца.

Конкуренция тепловой и концентрационной подъемной сил приводит к неустойчивости параллельного сдвигового потока. Вначале неустойчивость проявлялась в виде большого числа горизонтальных валов с длиной волны порядка толщины слоя 6 мм (рис. 9а). Горизонтальные границы валов испытывают колебания и разрывы. Вдоль широкой нагретой стенки, обращенной к нам, границы горизонтальных валов движутся вверх по направлению закрутки основного потока. Приближаясь к верхней стенке, валы разрушаются. Со временем количество наблюдаемых горизонтальных валов уменьшается, а их размеры растут, что свидетельствует о конвективном перемешивании начальных концентрационных неоднородностей (рис. 9б, в).

Оценим величину неоднородностей концентрации исходя из того, что характерное диффузионное время при горизонтальном положении слоя меньше, чем время выдержки в эксперименте, т.е. можно ожидать установившееся равновесное распределение концентрации. Действительно при высоте слоя жидкости $d = 6$ мм и коэффициенте диффузии $D \sim 10^{-11} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ диффузионное время $\sim 10^2$ часов, поэтому можно оценить неоднородность концентрации через ее барометрическое распределение. Тогда при скорости Стокса $v_s \sim 10^{-10}$ м/с разность концентраций между границами слоя будет равна

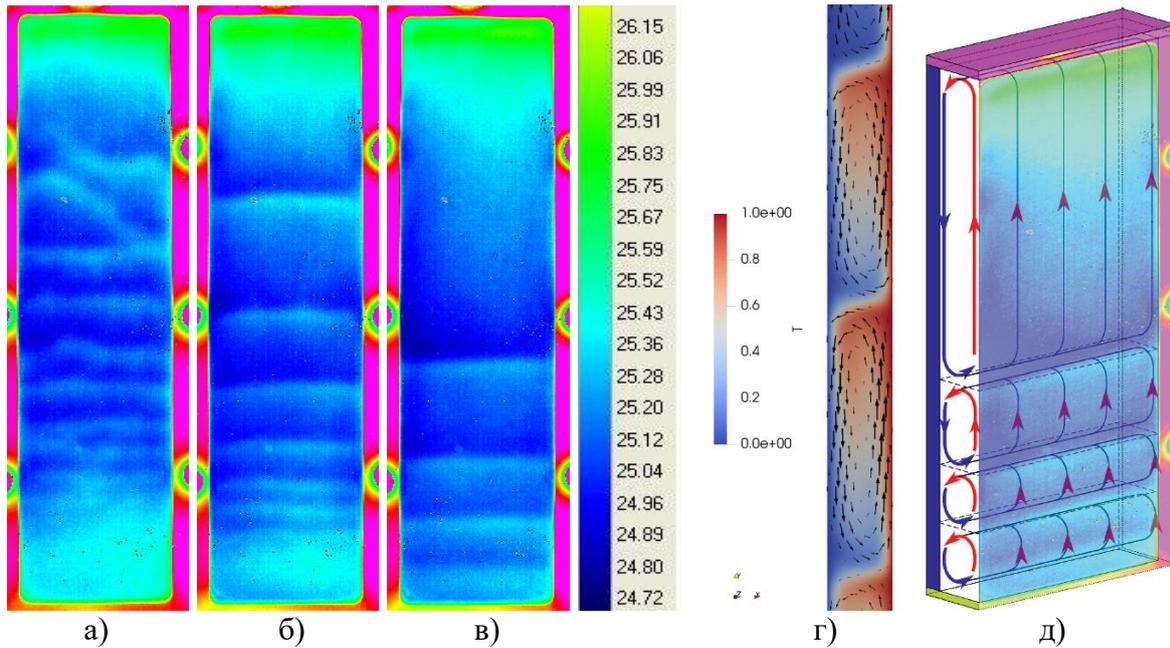


Рис. 9. Эволюция конвективных структур при $\Delta T = 5^\circ\text{C}$. Термограммы сняты в 0.1 (а), 3 (б) и 18 (в) часов после начала эксперимента; (г) – схема конвективных структур в расчетах: цветом обозначена безразмерная температура, стрелками показано направление движения жидкости; (д) – схема конвективного течения.

$\Delta C/C_0 \sim 1 - \exp(-v_s d/D) \sim 0.1$. Согласно численным расчетам и экспериментам после переворота слоя в вертикальное положение в слое начинается концентрационная конвекция, которая быстро заканчивается созданием устойчивой безконвективной вертикальной стратификацией плотности. Переходный конвективный процесс не успевает перемешать начальные неоднородности. При этом разность концентраций между верхом и низом жидкости остается примерно прежней, тогда градиент концентрации в вертикальном положении слоя может быть оценен величиной $\sim 0.4 \text{ м}^{-1}$. Это очень большой градиент и слабая тепловая конвекция не может перемешать такие вертикальные неоднородности в течение длительного времени. В теоретическом численном расчете данной задачи были получены похожие горизонтальные валиковые структуры. На рис. 9г показано поле скорости и температуры таких валов.

Валиковые структуры, обнаруженные в работе, качественно похожи на структуры, описанные ранее в публикациях других авторов о конвекции в вертикальных слоях соляных растворов.

Основные результаты и выводы

1. Базовое термогравитационное течение магнитной жидкости в магнитном поле перпендикулярном слою теряет устойчивость пороговым образом. Механизм неустойчивости термомагнитный, структура возмущений – вертикальные термомагнитные валы. Наблюдаемые в эксперименте надкритические течения соответствуют по структуре течениям, найденным теоретически.

2. Магнитное поле, направленное горизонтально, но под углом к вертикальному слою своей нормальной компонентой дестабилизирует базовое течение, а касательная компонента поля, наоборот, служит стабилизирующим фактором.
3. Показана определяющая роль термофореза частиц в периодических переходах магнитной жидкости между двумя направлениями конвекции в вертикальных связанных каналах при подогреве снизу.
4. Термофорез частиц поперек обогреваемого сбоку вертикального слоя, и снос частиц конвективным течением приводит к медленной генерации в слое вертикального градиента концентрации с последующим быстрым периодическим размыванием накопленных неоднородностей. Размывание неоднородностей начинается с неустойчивости основного течения – в нижней части слоя появляется горизонтальный вихрь, который начинает медленно расти, а затем быстро разрушается. Процесс повторяется периодически.
5. Экспериментально обнаружено, что специально организованные в магнитной жидкости начальные вертикальные градиенты концентрации частиц влияют на развитие термогравитационной конвекции. Переходные конвективные течения представляют собой систему горизонтальных валов. Численные расчеты показали, что валы обладают одинаковой закруткой.
6. Специально организованные в магнитной жидкости начальные вертикальные градиенты концентрации частиц влияют на развитие термомагнитной конвекции: термомагнитные вертикальные валы теряют устойчивость и распадаются на сложные мелкомасштабные структуры.

Основное содержание диссертационной работы отражено в следующих публикациях:

1. Bozhko A.A., Putin G.F., Sidorov A.S., Suslov S.A. Thermomagnetic convective flows in a vertical layer of ferrocolloid: Perturbation energy analysis and experimental study // *Physical Review E*. 2012. V. 86. P. 016301.
2. Bozhko A.A., Putin G.F., Sidorov A.S., Suslov S.A. Convection in a vertical layer of stratified magnetic fluid // *Magnetohydrodynamics*. 2013. V. 49. No. 1. pp. 143-152.
3. Sidorov A.S. The influence of an oblique magnetic field on convection in a vertical layer of magnetic fluid // *Magnetohydrodynamics*. 2016. V. 52. No. 1. pp. 223-233.
4. Глухов А.Ф., Сидоров А.С. О периодических конвективных процессах в магнитной жидкости в вертикальных каналах // *Известия РАН. Механика жидкости и газа*. 2019. №4. С. 13-18.
5. Черепанов И.Н., Смородин Б.Л., Сидоров А.С. Анализ течений магнитной жидкости в вертикальном канале при нагреве сбоку // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2019. том 155. вып. 2. стр. 371-381.