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

На правах рукописи

Сидоров Александр Сергеевич

ТЕРМОМАГНИТНАЯ КОНВЕКЦИЯ В ВЕРТИКАЛЬНОМ 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 Федорович
кандидат физико-математических наук, доцент
Глухов Александр Федорович

Пермь 2019

Оглавление

Введение

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.

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.

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 разных 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.

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 Сусловым 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.

Объем и структура диссертации

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

Глава 1

Современное состояние исследований

1.1 Конвекция и конвективная неустойчивость течения магнитных жидкостей

Задача о конвективной неустойчивости течения жидкости в вертикальном слое является одной из классических задач гидродинамики, подробно рассматривалась в монографиях [36, 37].

Известно, что интенсивность гравитационной конвекции возрастает с увеличением числа Грасгофа [36]

$$Gr = g\beta_T \Theta h^3 / \nu^2 , \tag{1.1}$$

где g – ускорение силы тяжести, β_T – коэффициент теплового расширения, Θ – поперечный полуперепад температур, h – полутолщина слоя, ν – кинематическая вязкость. Первичное конвективное течение характеризуется линейным распределением температуры и кубическим профилем скорости поперек слоя.

В бесконечном вертикальном слое первичное подъёмно-опускное течение, вызываемое боковым обогревом, имеет две основных моды неустойчивости в зависимости от значений чисел Грасгофа Gr и Прандтля Pr

$$Pr = \nu / a , \tag{1.2}$$

где a – температуропроводность.

При значениях управляющих параметров $Pr < 12.45$ и $Gr \approx 5 \cdot 10^2$ возникает гидродинамическая мода неустойчивости в виде неподвижных вихрей на границе раздела встречных потоков [36, 37]. При $Pr > 12.45$ и $Gr \sim 10^2$ более опасной становится волновая мода неустойчивости – температурные волны, распространяющиеся вдоль восходящего и нисходящего потоков, возникающие при меньших числах Грасгофа.

В ограниченном по высоте вертикальном слое конвекция индуцирует инверсный перепад температур между нижней и верхней частями полости, и

возникает дополнительная стационарная мода в виде горизонтальных валов [38, 39]. В качестве безразмерного параметра в этом случае используется число Рэлея, определяемое через инверсный перепад температур ΔT_{inv}

$$Ra_{\text{inv}} = g\beta_T h^4 \Delta T_{\text{inv}} / \nu a\, l\,, \tag{1.3}$$

где l – высота вертикального слоя.

В экспериментах наличие инверсного перепада температуры определяется формированием в верхней и нижней частях вертикального слоя областей более нагретой и охлажденной жидкости соответственно.

В конвективных задачах магнитные жидкости часто рассматриваются как однокомпонентные, однородные по концентрации среды [40-45]. Однако экспериментальные наблюдения конвекции магнитных жидкостей опровергают это предположение и требуют более детального анализа, как самого процесса генерации неоднородностей, так и роли неоднородностей в конвективных процессах.

Действительно, если в жидкости имеются или генерируются во время конвекции неоднородности концентрации частиц, то благодаря конкуренции Архимедовых сил двух типов - концентрационного и теплового, поведение такой среды становится более сложным: равновесие при подогреве снизу теряет устойчивость относительно колебательных возмущений [46], а слабонадкритические режимы конвекции часто являются нестационарными [46-49]. Чтобы оба механизма конвекции могли конкурировать, необходима сопоставимость тепловых и концентрационных неоднородностей плотности: $\rho\beta_{\text{T}}\Delta T$ и $\rho\beta_{\text{C}}\Delta C$. Для магнитной жидкости температурный коэффициент плотности $\beta_{\text{T}} \sim 10^{-3}\ K^{-1}$, а концентрационный коэффициент $\beta_{\text{C}} \sim 3$, поэтому достаточно неоднородностей $\Delta C \sim 10^{-3} - 10^{-5}$, чтобы обеспечить условия для проявления в тепловой конвекции магнитной жидкости эффектов, характерных для конвекции неоднородных по концентрации бинарных смесей [49-52].

Можно назвать несколько механизмов генерации концентрационных неоднородностей: гравитационная седиментация частиц, магнитофорез в

неоднородных магнитных полях, термофорез коллоидных частиц в неоднородых температурных полях. Все эти источники неоднородностей весьма слабы (за исключением магнитофореза, где величину неоднородности определяет градиент поля). И можно было бы ожидать, что тепловая конвекция легко перемешает эти неоднородности [46, 47]. Однако в случае, когда генерация неоднородностей никак не связана с конвекцией (седиментация частиц, магнитофорез), экспериментаторы к моменту начала конвективных опытов уже имеют неоднородную среду. Дело усугубляется еще и тем, что неоднородности концентрации благодаря концентрационной конвекции быстро выстраиваются в вертикальный градиент [49], подобно тому, как это происходит с плохо перемешанным сиропом в стакане с водой. Малая величина коэффициента диффузии коллоидных частиц $D \sim 10^{-11}$ м^2/с приводит к весьма медленной релаксации быстро возникших таким образом неоднородностей и они успевают повлиять на устойчивость равновесия жидкости или на слабую конвекцию.

Появление градиентов концентрации в результате седиментации частиц и агрегатов подробно исследовалось экспериментально и теоретически в работах [53-58]. Формирование равновесного барометрического распределения частиц требует длительного времени порядка l^2/D. Например, в [55] барометрическое равновесие в столбе магнитной жидкости высотой $l = 9$ см не было достигнуто и спустя 2 года наблюдений. Однако, поскольку процессы с неоднородной плавучестью заметны при разнице концентраций менее 0.01 % влияние седиментации на конвекцию [53] может проявиться задолго до установления равновесного барометрического распределения.

Задача о кинетике образования барометрического распределения частиц впервые решена в работе [57] для полубесконечного слоя с начальным распределением частиц в виде дельта-функции на некотором расстоянии от дна. В [55] это решение использовано для рассмотрения кинетики процесса с использованием начального ступенчатого распределения частиц по высоте, когда поверх слоя однородной магнитной жидкости налит слой керосина.

Авторы работы [58] рассматривали слой конечной высоты с начальным ступенчатым распределением концентрации. Решение задачи использовано в эксперименте по определению коэффициента диффузии магнитных частиц. В [54] решена задача о кинетике процесса в слое конечной высоты с начальным однородным распределением концентрации. Исследования влияния термодиффузионных градиентов концентрации на устойчивость конвективных течений в магнитных коллоидах приведены в работах [59-62]. В работе [63] отмечено существенное влияние термодиффузии на эффективность работы магнитожидкостных уплотнителей. В публикации [64] рассмотрена задача о кинетике распределения концентрации в вертикальном канале с учетом сразу двух механизмов генерации неоднородностей: гравитационной седиментации и термофореза частиц за счет вертикальных температурных градиентов.

Исследование особенностей конвекции в наножидкостях различного состава и в разных приложениях является сложной проблемой тепломассопереноса [65-67]. В случае магнитополяризуемой наножидкости она становится еще более сложной из-за необходимости учета объемной неравномерности распределения наночастиц, вызванной помимо гравитационной седиментации, термо- и магнитофорезами [68-72].

1.2 Термомагнитный механизм конвекции

Термомагнитным механизмом неустойчивости мы будем называть движение объема магнитной жидкости под действием пондеромоторной силы. Магнитное поле приводит к намагничиванию вещества твердой фазы, которое зависит от температуры (эффект Кюри). Из-за небольшого размера, частицы считаются равномерно распределенными в объеме жидкости-носителя за счет Броуновского движения. Таким образом, на макроуровне, намагниченность отдельных частиц рассматривается как эффективная намагниченность самой жидкости. Если температура жидкости увеличивается, то объемная намагниченность жидкости уменьшается из-за теплового расширения жидкости-носителя, что снижает эффективную концентрацию магнитных частиц, и из-за дезориентации магнитных моментов отдельных частиц

броуновским движением [73, 74]. В результате области с меньшей температурой жидкости будут сильнее намагничиваться. Такая температурная неоднородность намагниченности порождает градиент напряженности магнитного поля внутри жидкости, направленный к горячей стенке и холодный элемент жидкости будет втягиваться в область большего магнитного поля под действием силы Кельвина

$$\vec{F} = \mu_0 M \nabla H \,, \tag{1.4}$$

где μ_0 – магнитная постоянная, M – намагниченность, ∇H – градиент напряженности магнитного поля.

Интенсивность термомагнитной конвекции можно определить через магнитное число Грасгофа [74]

$$Gr_m = \mu_0 K^2 \Theta^2 h^2 / (1+\chi)\rho\nu^2 \,, \tag{1.5}$$

где $K = \partial M / \partial T |_{T=T_*}$ – пиромагнитный коэффициент, T_* – средняя температура жидкости, χ – магнитная восприимчивость.

Механизм термомагнитной конвекции для вертикального слоя МЖ обогреваемого с одной боковой стороны и охлаждаемого – с другой, изображен на рис. 1.1. Поскольку нормальная составляющая вектора магнитной индукции непрерывна, градиент намагниченности порождает градиент напряженности поля, направленный в противоположную сторону.

Исследование термомагнитного механизма конвекции началось с задачи об устойчивости механического равновесия подогреваемого снизу горизонтального слоя МЖ под действием сил гравитационной и магнитной природы, впервые рассмотренной Финлэйсоном в 1970 г. [40]. В этой работе показано, что в плоских слоях толщиной больше 1 мм в равной степени могут действовать два механизма конвекции: термогравитационный и термомагнитный. В слоях толщиной меньше 1 мм будет преобладать термомагнитный механизм конвекции.

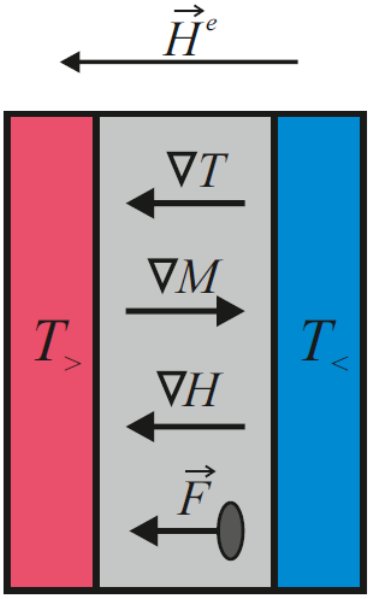


Рис. 1.1. Термомагнитный механизм конвекции в вертикальном слое

Зависимость направления внешнего однородного магнитного поля по отношению к градиенту температуры в квадратной полости с МЖ исследовалась в работе [75].

Задача о воздействии термомагнитного механизма на устойчивость гравитационного конвективного течения в вертикальном слое МЖ исследовалась экспериментально в работах [76-80] и теоретически [42-44]. В исследованиях [43, 44, 76] было показано, что основное подъемно-опускное термогравитационное течение в вертикальном подогреваемом сбоку слое магнитной жидкости, помещенном во внешнее однородное поперечное магнитное поле, при превышении критических параметров напряженности магнитного поля и поперечного перепада температур сменяется вторичным термомагнитным течением в виде вертикальных валов. Еще один примечательный результат – это появление режима бегущих термомагнитных волн [43].

В естественных жидких парамагнитных средах, например, в кислороде также проявляется термомагнитный механизм конвекции [81]. Однако модели неустойчивости, обнаруженные в парамагнитных жидкостях, качественно отличны от тех, что получаются для феррожидкостей. Это различие

обусловлено нелинейностью магнитного поля внутри слоя МЖ, и значительной разницей в намагниченности ~ 10^{-3} для кислорода и ~ 10 для МЖ [82].

Термомагнитный механизм конвекции является одним из негравитационных механизмов конвекции, поэтому его можно использовать в условиях микрогравитации на космических аппаратах [83-85] или при разработке микро- и наноэлектромеханических систем [86, 87], когда гравитационное число Грасгофа стремится к 0.

В работах [88-93] представлены экспериментальные результаты исследований конвективных течений на борту орбитальной станции «Мир» и «МКС», полученные с помощью датчика конвекции типа «Дакон». Эта научная аппаратура была разработана и изготовлена в Пермском государственном университете. Полученные данные показывают, что на борту космических аппаратов возникают микроускорения вследствие работы двигателей, оборудования, экипажа, величины которых достаточно для возникновения конвективных течений в газах и жидкостях. Однако термомагнитную конвекцию в невесомости инициировать «легче», чем термогравитационную. С помощью магнитного поля можно управлять конвекцией и менять магнитоконвективные потоки для отвода тепла [94]. В работе [95] показано, что внешнее магнитное поле способно увеличить теплоперенос в горизонтальном слое МЖ в 3 - 5 раз. Магнитные пондеромоторные силы можно использовать в условиях микрогравитации для управления ростом кристаллов из диа- и парамагнитных расплавов [96] или процессом горения [97]. В 2010 году Пермским университетом было разработано техническое задание на космический эксперимент по исследованию конвективных течений и измерению коэффициентов переноса в магнитополяризующихся наножидкостях в условиях микрогравитации, руководитель проекта Путин Г.Ф.

Глава 2

Экспериментальная установка и методика измерений

2.1 Физические параметры магнитных жидкостей

В экспериментах использовались магнитные коллоиды, изготовленные ООО НПВП «Феррогидродинамика», г. Николаев (торговая марка «Блеск») и проблемной научно-исследовательской лабораторией прикладной феррогидродинамики Ивановского государственного энергетического университета, г. Иваново. В качестве жидкости-носителя использовался керосин, либо ундекан стабилизатором (ПАВ) служила олеиновая кислота. Основные свойства коллоидов приведены в таблице 1.

Свойства магнитных жидкостей зависят от способа приготовления, распределения частиц магнетита по размерам, взаимодействия этих частиц, наличия несвязанных молекул вещества-стабилизатора, состава несущей среды и ряда других факторов [74, 98-108]. В связи с этим измерения проводились с жидкостью из одной партии. Динамическая вязкость, плотность, температуропроводность и намагниченность МЖ определялись во вспомогательных опытах. Некоторые теплофизические, реологические и другие свойства оценивались по справочным данным и зависимостям, содержащимся в обзорных монографиях и оригинальных работах, а также предоставленным производителями МЖ [100-103, 109-111].

Основные магнитные свойства МЖ можно определить из кривой намагничивания. На рис. 2.1 приведена экспериментальная зависимость намагниченности керосиновой магнитной жидкости M от величины приложенного магнитного поля H. Кривая намагничивания получена путем численного интегрирования экспериментальной зависимости дифференциальной восприимчивости магнитной жидкости от внешнего постоянного магнитного поля [112]. Измерения проводились на установке лаборатории «Динамика дисперсных систем» Института механики сплошных сред УрО РАН, г. Пермь; погрешность измерений составляла не более 3 %.

Таблица 1. Основные свойства магнитной жидкости и ее компонент

Физическая величина		Жидкость-носитель	
		керосин	ундекан
M_s	намагниченность насыщения, кА/м	43	45
χ	начальная магнитная восприимчивость	2.9	-
C_0	концентрация магнетита	0.14	0.16
ρ	плотность, кг/м^3	$1.44\cdot10^3$	$1.46\cdot10^3$
ρ_H	плотность жидкости-носителя, кг/м^3	$0.83\cdot10^3$	$0.74\cdot10^3$
ρ_M	плотность магнетита, кг/м^3	$5.2\cdot10^3$	
η	динамическая вязкость, Па·с	$7.7\cdot10^{-3}$	$8.5\cdot10^{-3}$
ν	кинематическая вязкость, м^2/с	$5.3\cdot10^{-6}$	$5.8\cdot10^{-6}$
$\lambda_{ж}$	коэффициент теплопроводности, Вт/м·К	0.25	
a	температуропроводность, м^2/с	$1\cdot10^{-7}$	
D	коэффициент диффузии, м^2/с	$5\cdot10^{-12}$	
υ_s	скорость Стокса, м/с	$6\cdot10^{-11}$	
β_T	коэффициент теплового расширения, 1/К	$8\cdot10^{-4}$	$1\cdot10^{-3}$
β_C	концентрационный коэффициент плотности	3	
β_m	относительный температурный коэффициент намагниченности, 1/К	$5\cdot10^{-3}$	
Pr	число Прандтля	53	54
$\frac{g\beta_T}{\nu a}$	конвективный параметр, К$^{-1}$м$^{-3}$	$1.3\cdot10^{10}$	$1.5\cdot10^{10}$
r	средний радиус частицы, м	$6\cdot10^{-9}$	

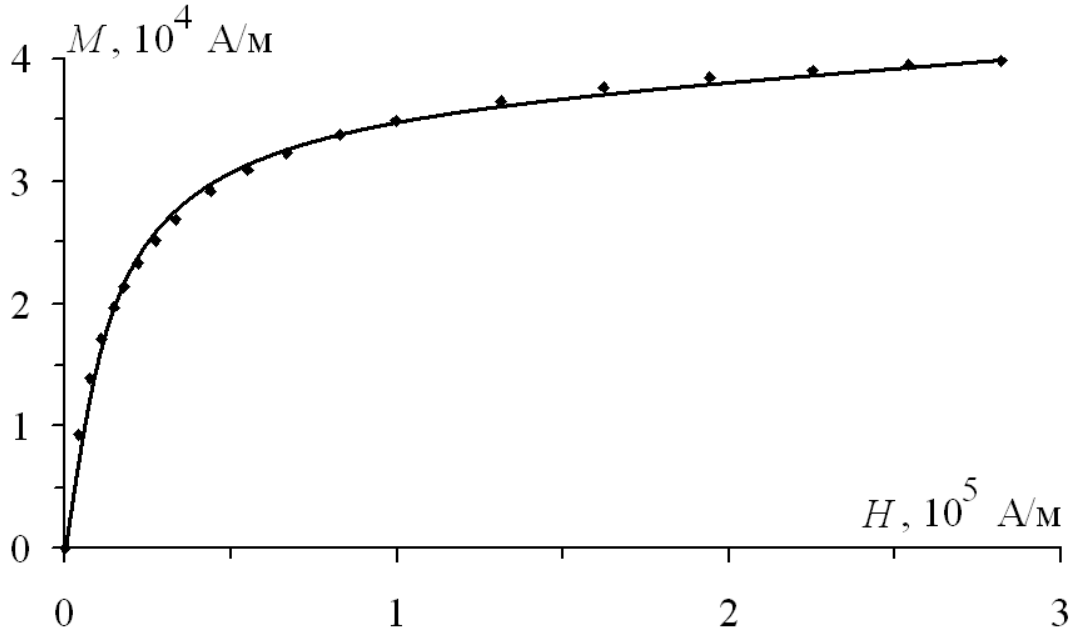


Рис. 2.1. Зависимость намагниченности МЖ от приложенного магнитного поля

Объемная доля твердых магнитных частиц (объемная доля магнетита в жидкости) определялась через плотность магнетита и плотность жидкого носителя по формуле

$$C = \frac{\rho - \rho_H}{\rho_M - \rho_H}.$$

Плотность жидкости ρ находилась при помощи пикнометра и аналитических весов.

Динамическая вязкость жидкости η определялась при помощи вибрационного вискозиметра SV-10 (Япония). Достоверность измерений проверялась в опытах с дистиллированной водой, которые дали известные табличные значения для вязкости воды. Зависимость вязкости, исследуемой МЖ от концентрации частиц исследовалась в работе [113].

Коэффициент температуропроводности a определялся в отдельном эксперименте методом регулярного режима, когда анализируется кривая прогрева (остывания) – изменение температуры в центре канала от времени $\Theta(t)$. Ламинарное конвективное течение, неизбежно возникающее в длинном вертикальном канале радиусом R, подверженном внезапному, не слишком сильному однородному по вертикали и по окружности боковому обогреву, характеризуется прямолинейностью траекторий жидких частиц. Это сразу сильно упрощает задачу анализа температурного поля и поля скорости. Можно заранее сказать, что температурное поле однородно по вертикали и зависит только от времени и радиальной координаты r.

Действительно, в случае прямолинейности траекторий в уравнении переноса тепла автоматически исчезают слагаемые, связанные с конвективным переносом по причине нулевой радиальной компоненты скорости v_r и благодаря однородности температуры Θ по вертикали

$$v_r \frac{\partial \Theta}{\partial r} = 0 \text{ и } v_z \frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0.$$

Таким образом, уравнение переноса тепла совсем не содержит конвективной скорости, т.е. прогрев жидкого столба происходит так же, как длинного твердого стержня [114]

$$\frac{\partial\Theta}{\partial t} = a\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\Theta}{\partial r}\right).$$

В случае прямолинейности траекторий нелинейный член $\vec{\mathrm{v}}\cdot\nabla\vec{\mathrm{v}}$ в уравнении Навье-Стокса для скорости также автоматически равен нулю. Дополнительно учтем, что магнитные жидкости, как правило, имеют кинематическую вязкость ν в десятки раз больше, чем температуропроводность a, поэтому затухание гидродинамических возмущений масштаба радиуса R канала происходит значительно быстрее, чем затухание температурного поля

$$\tau \sim \frac{R^2}{a} \gg \frac{R^2}{\nu},$$

т.е. разумно предположить квазистатический характер изменения поля скорости, когда жидкость поднимается около нагретой стенки и опускается в центре канала.

Ламинарный характер течения и прямолинейность траекторий при конвекции в вертикальном канале можно подтвердить оценкой начального числа Релея

$$Ra = \frac{g\beta_T}{\nu a}\Theta R^3,$$

определяемого через начальную разность температур Θ между жидким столбом и термостатом. Это число следует сравнить с известными характерными значениями, например, с критическими числами Релея для конвективных структур в канале при подогреве снизу [115]. Течение, близкое по форме с ожидаемой структурой потоков в наших опытах (всплывание жидкости у горячей стенки и опускание ее в центре канала), возникает при числе Релея $Ra_C = 452$. Более мелкомасштабные структуры течения в канале могут возникнуть только при числах Релея $\sim 10^4$. Еще более значительные

числа Релея требуются для возникновения периодических структур по вертикали. В этом случае нарушается прямолинейность траекторий [115] и обсуждаемая методика определения *a* не применима.

Число Релея в опытах убывало до 0, а регулярный экспоненциальный режим прогрева (остывания) начинался от значений $Ra \sim 2 \cdot 10^3$.

Поле температуры Θ после наступления регулярного режима, когда все мелкомасштабные гармоники температурного поля затухли, описывается функцией Бесселя нулевого порядка [114]:

$$\Theta = \Theta_0 J_0(2.405\, r/R) e^{-\lambda t} \tag{2.1}$$

где константа 2.405 – это первый нуль функции Бесселя, λ – декремент затухания.

Для метода регулярного режима требуется обеспечить высокое значение числа Био $Bi \sim 10^2$ [114], определяемое как отношение потока тепла с боковой поверхности стенки к теплопроводному потоку из объема жидкости

$$Bi = \frac{\alpha R}{\lambda_{ж}}$$

Тестовые эксперименты показали, что необходимое число *Bi* можно получить за счет эффективной теплоотдачи с боковой поверхности столба жидкости в окружающий его теплопроводный массив. Для этого был изготовлен латунный цилиндр 1 диаметром 20 мм и высотой $l = 42$ мм, в котором вдоль центральной оси высверливался вертикальный канал диаметром $2R = 6.0$ мм (рис. 2.2). Канал закрывался сверху и снизу плексигласовыми пластинами толщиной 1 мм. Верхняя крышка-пластина имела отверстия для заливки. Вдоль центральной оси канала протягивался провод дифференциальной медь-константановой термопары, изготовленной из проволоки диаметром 0.1 мм. «Горячий» спай 2 термопары 3 располагался посередине высоты и диаметра канала, а «холодный» 4 размещался на стенке латунного цилиндра.

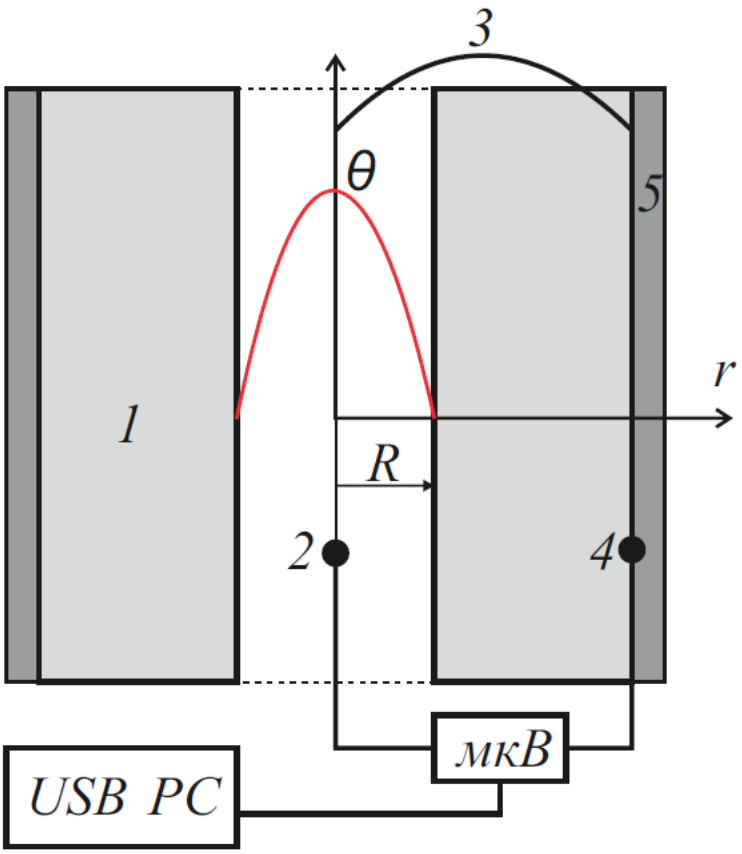


Рис. 2.2 Схема установки для измерения температуропроводности магнитной жидкости 1 – латунный цилиндр; 2 – «горячий» спай термопары в вертикальном канале с жидкостью; 3 – константановый провод термопары; 4 – «холодный» спай термопары; 5 – слой теплоизоляции.

Таким образом, термопара измеряла разность температур Θ(0) между центром столба жидкости и латунным цилиндром. Боковая поверхность латунного цилиндра покрывалась слоем пластиковой пористой теплоизоляции 5 толщиной 5 мм. Жидкость, предварительно нагретая до температуры около 40 °С, заливалась через иглу шприца в канал и начинался процесс ее остывания за счет отдачи тепла металлическим стенкам латунного цилиндра.

Высокая теплопроводность латунных стенок канала $\lambda_л \sim 2\cdot10^2$ Вт·м$^{-1}$·К$^{-1}$ в сравнении с теплопроводностью жидкости $\lambda_ж \sim 0.2$ Вт·м$^{-1}$·К$^{-1}$ обеспечивает весьма слабый температурный градиент в металле в сравнении с градиентом в жидкости вблизи границы раздела (при типичном Θ(0) ~ 5 К)

$$\frac{dT_л}{dr} = 2.405\cdot\lambda_{ж}\Theta(0)\frac{J_1(2.405)}{R\cdot\lambda_л} \sim 2\cdot10^{-3}\,\frac{К}{мм}.$$

Такой градиент соответствует неоднородности температуры в латунном цилиндре ~ 0.04 К.

Сравнивая теплопроводные потоки на границе жидкого столба и через латунную цилиндрическую стенку при одинаковых градиентах температур на границах можно оценить эффективное число Био значением $Bi \sim 10^2$.

Поскольку речь идет о нестационарных процессах, то важны также времена релаксации температурных возмущений в столбе жидкости и в окружающем латунном массиве. Отношение времен можно оценить следующим образом:

$$\frac{\tau_{ж}}{\tau_л} = \frac{R_{ж}^2 a_л}{R_л^2 a} \sim 10.$$

Это значит, что неоднородности температуры в латунном массиве рассасываются на порядок быстрее, чем остывает столб жидкости.

После полного остывания жидкости, температура латунного цилиндра несколько увеличится, и этот прирост дает вклад в систематическую погрешность эксперимента. Интегральная тепловая ёмкость латунного цилиндра специально выбрана значительно большей теплоёмкости жидкого

объема, так что прирост температуры латуни не превысит 0.1 K за счет остывания жидкого столба от 10 до 0 K, что добавит к погрешности ~ 1%.

Приведенные оценки показывают, что во время опыта можно считать латунный цилиндр с достаточной точностью изотермическим, что и требуется для применимости метода регулярного режима.

ЭДС термопары измерялась микровольтметром Термодат 38В1. Микровольтметр подключался к USB порту компьютера и его показания в процессе остывания жидкости записывались в виде термограммы приложением TermodatReader.

На рис. 2.3 показан типичный вид термограммы остывания магнитной жидкости. Видно, что весь процесс длится ~ 100 с. При этом первые десять-пятнадцать секунд наблюдаются нерегулярные колебания разности температур, связанные с тем, что нагретая жидкость быстро, т.е. со значительными возмущениями поля скоростей и температур, впрыснута в канал. Однако начальные хаотические течения быстро затухают и становятся регулярными.

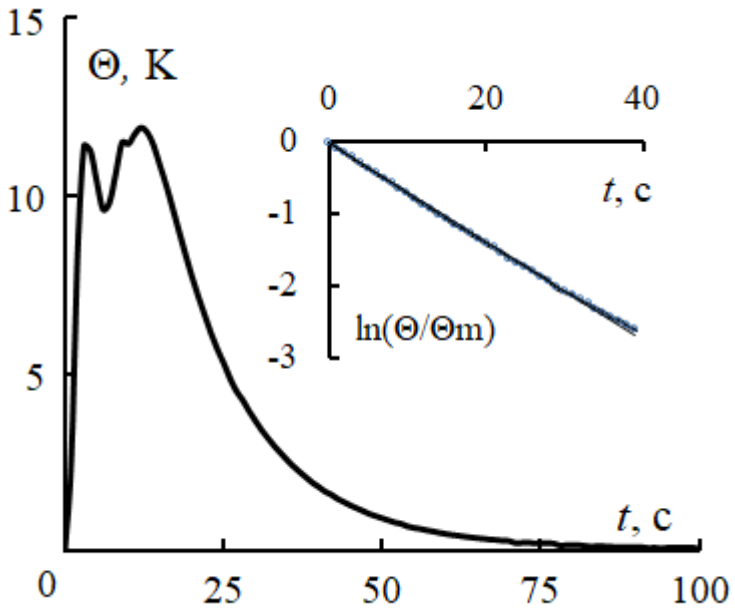


Рис. 2.3 Кривая остывания магнитной жидкости в вертикальном канале

Число Прандтля у магнитной жидкости $Pr \sim 50$, т.е. затухание гидродинамических возмущений происходит в 50 раз быстрее, чем релаксация поля температуры. Температурное поле спустя ~ 20 с также становится регулярным и описывается формулой (2.1). Линейный график в логарифмическом масштабе на фрагменте рис. 2.3 подтверждает экспоненциальный характер затухания температурного поля. Из углового коэффициента прямой находился декремент затухания, который для длинного цилиндра радиусом R описывается формулой

$$\lambda = \frac{2.405^2 \cdot a}{R^2},$$

Откуда находился коэффициент температуропроводности a.

Было выполнено несколько экспериментов, которые показали достаточно хорошую повторяемость результатов с неопределенностью ~ 6 %.

$$a = (1.08 \pm 0.06) \cdot 10^{-7}\ \text{м}^2/\text{с}.$$

Измерения проведены при температуре латунного цилиндра 27 °С.

2.2. Визуализация конвективных структур и измерение температурного поля поверхности жидкости жидкокристаллическим термоиндикатором

Как правило, магнитные жидкости являются непрозрачными в слоях толщиной более нескольких десятых долей миллиметра. Данное обстоятельство накладывает ограничения на методы исследования и визуализации конвективных течений в подобных средах: невозможно применить оптические методы измерения полей скорости методом Доплера и цифровой трассерной визуализации потоков, измерения полей концентрации и температуры в зависимости от показателя преломления. Поэтому исследование конвективных структур в непрозрачных жидкостях сводятся к измерению полей температуры на поверхности жидкости, локальных температур в ее объеме и тепловых потоков. Температурные поля и соответствующие пространственно-временные структуры в МЖ

регистрировались при помощи жидкокристаллического термоиндикатора или тепловизора.

Одним из способов измерения поля температуры на поверхности жидкости является метод визуализации жидкокристаллическими термоиндикаторами [116, 117].

Для изучения устойчивости конвективных течений в вертикальном слое использовались измерительные ячейки прямоугольной формы толщиной d = 4.0 и 6.0 мм, высотой l = 250 мм и длиной 70 мм (рис. 2.4). Полость *1* с МЖ ограничивалась с одной из широких сторон латунной пластиной теплообменника *2* толщиной 10 мм. К пластине были припаяны медные трубки, служащие каналами для термостатирующей жидкости. С другой широкой стороны к полости *1* примыкал прозрачный теплообменник *3*, составленный из двух параллельных пластин из плексигласа, отделенных промежутком 8 мм, который служил каналом для термостатирующей жидкости. Толщина пластины, обращенной к слою МЖ, составляла 2.0 мм; наружная пластина теплообменника для уменьшения теплоотдачи в окружающую среду имела толщину 4.0 мм. С боковых сторон полость *1* окружалась рамкой *4* из плексигласа, толщина которой задавала ширину слоя. Жидкокристаллический термоиндикатор *5* толщиной 0.1 мм, ламинированный с двух сторон пленкой 0.075 мм, соприкасался непосредственно со слоем МЖ. Для количественных измерений температуры внутри жидкости использовались две дифференциальные термопары *6*. Один спай каждой из термопар располагался в тонком глубоком отверстии в латунном теплообменнике, другой – был установлен в поперечном сечении полости, проходящем через её большую ось симметрии. Спаи термопар были выставлены в жидкость на 0.5 мм в верхней и 0.8 мм в нижней частях слоя, и расположены на расстояниях 43 мм от верхней и 46 мм от нижней узких границ полости.

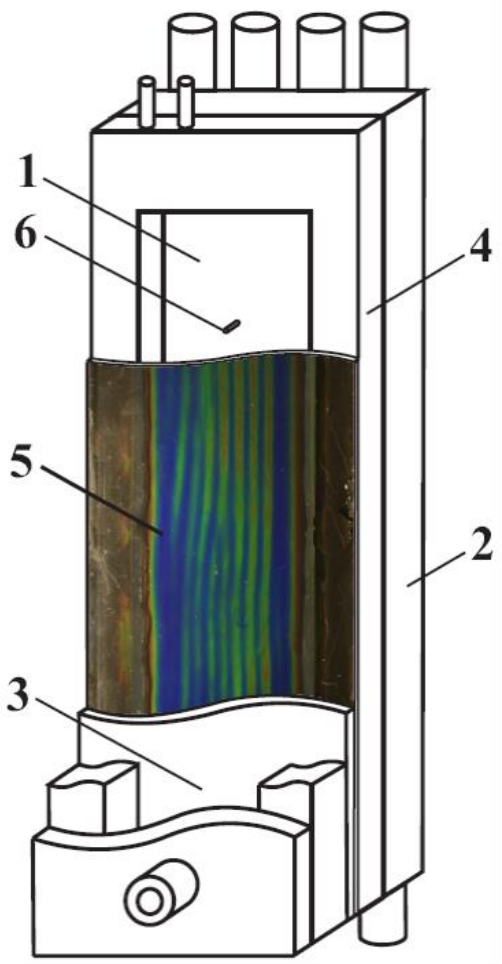


Рис. 2.4. Схема конвективной камеры: 1 – полость с МЖ; 2 и 3 – металлический и прозрачный теплообменники; 4 – рамка из плексигласа; 5 – жидкокристаллическая пленка; 6 – термопара.

Коэффициенты теплопроводности латуни и плексигласа соответственно равны 86 и 0.19 Вт/(м·К). Коэффициент теплопроводности магнитной жидкости составлял 0.25 Вт/(м·К). Отношение коэффициентов теплопроводности МЖ и плексигласа составило 1.3, для МЖ и латуни – $2.2 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, латунный массив можно с хорошей точностью считать массивом бесконечной теплопроводности в сравнении теплопроводностью применявшихся жидкостей. Эти условия на твердых границах слоя учитывались при сравнении эксперимента с теорией.

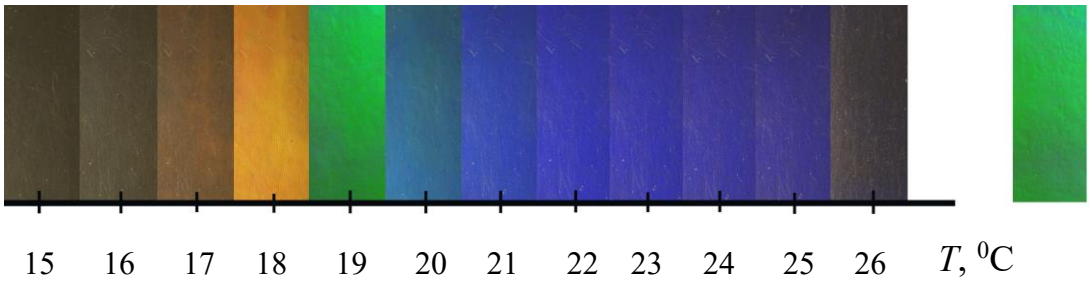
Для визуализации структуры конвективных течений использовались жидкокристаллические термоиндикаторы производства Института теоретической и прикладной механики СО РАН, изменяющие окраску от коричневой через зеленую до синей при повышении температуры в интервале $17 \div 22\ ^0$С; погрешность термоиндикаторов составляла $\pm$ 0.5 К. На рис. 2.5 представлена градуировка цвета жидкокристаллической пленки в зависимости от температуры в отсутствие внешнего магнитного поля (а) и при наложении магнитного поля (б). Фрагмент (б) показывает, что цвет пленки не зависит от приложенного поля.

Расположенная параллельно изотермическим плоскостям теплообменников термочувствительная поверхность в отсутствие конвекции является поверхностью постоянной температуры и обладает одинаковой окраской. При конвективных течениях в виде ячеек и валиков с осями, параллельными плоскости слоя, элементы жидкости, имеющие поперечную к изотермам компоненту скорости, деформируют чисто теплопроводное распределение температуры [115]. За счет конвективного переноса тепла те области, в которых жидкость перемещается от нагретого теплообменника к охлажденному, приобретают более высокую температуру. Напротив, в областях, куда жидкость поступает от холодной границы, температура понижается. Многочисленные эксперименты и расчеты [118, 119] показывают, что при медленном изменении во времени структура таких течений однозначно связана с деформациями температурных полей. Более того, при

относительно медленных движениях связь между поперечной компонентой скорости и конвективными искажениями температуры приблизительно линейна. Это позволяет, регистрируя изменение цвета жидкокристаллического термоиндикатора по сравнению с бесконвективным состоянием, делать заключения о форме и интенсивности движений, имеющих поперечную к изолиниям температуры составляющую. Следует подчеркнуть, однако, что в плоских слоях температурные методы регистрации конвекции непригодны для случаев, когда траектории жидких частиц не пересекают равновесных изотерм, то есть лежат в плоскостях, параллельных поверхностям теплообменников. К движениям такого типа относятся, например, длинноволновая мода рэлеевской неустойчивости в горизонтальном слое и плоскопараллельное подъемно-опускное течение в наклонном и вертикальном слоях.

Структура течения, наблюдаемая с помощью термоиндикатора, снималась на цифровой фотоаппарат, который управлялся компьютером.

Погрешность измерений температуры, обусловленная используемой аппаратурой, складывается из погрешностей жидкокристаллической пленки, термостатов, термодата и термопар и составляет ± 0.5 К в опытах с визуализацией и ± 0.1 К – при измерении перепадов температур термопарами.



(а) (б)

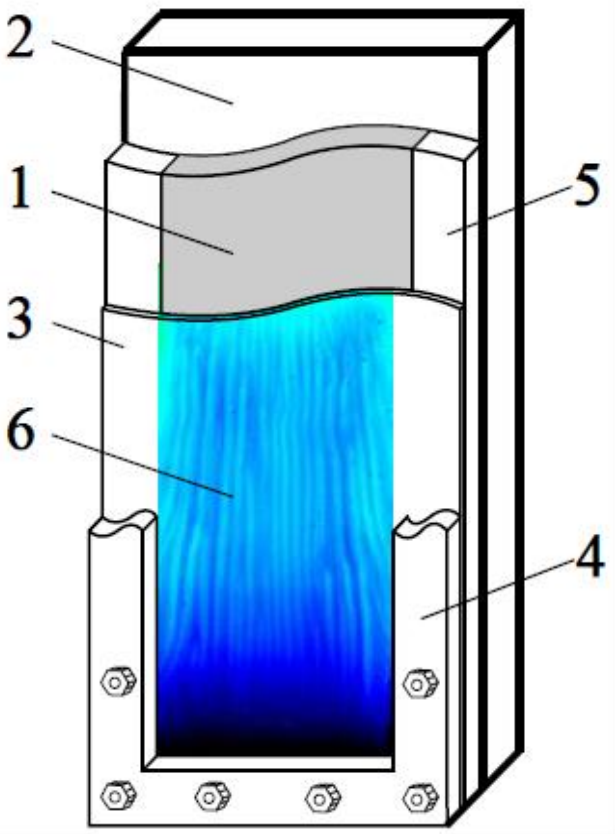
Рис. 2.5. Зависимость цвета жидкокристаллической пленки от температуры (а); иллюстрация отсутствия влияния внешнего магнитного поля на цвет индикатора при T = 19 ^{0}C, H = 21 кА/м (б)

2.3 Визуализация конвективных структур и измерение температурного поля поверхности жидкости с помощью тонкой пластины и тепловизора

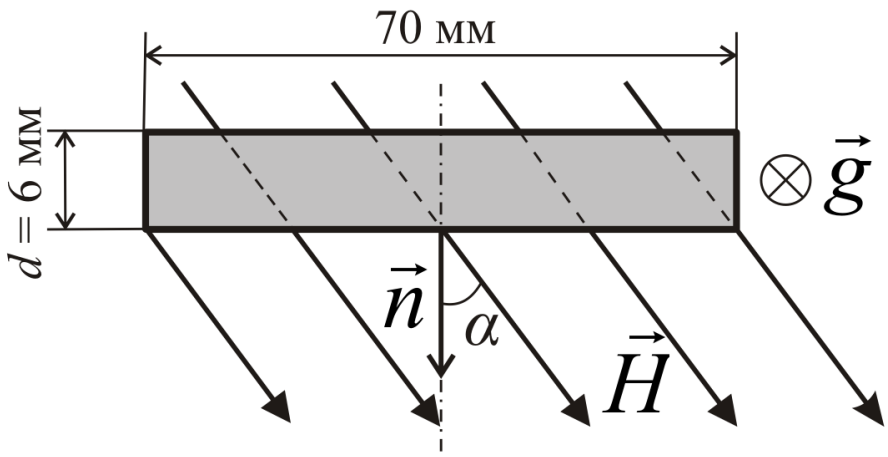
С развитием техники тепловизионных методов измерений стало доступным измерение полей температуры в лабораторных условиях с разрешением до 0.01 °C [120-123]. В работах [121, 122] проводились измерения поля температуры на поверхности жидкости через пластины LiF. Такие пластины хорошо пропускают инфракрасное излучение и данные методики позволяют наблюдать температурное поле на поверхности жидкости при помощи инфракрасной камеры. К недостаткам такого метода относятся ограниченные размеры стекол, которые можно изготовить из кристаллов солей, их небольшая прочность и высокая цена.

В наших экспериментах вместо прозрачных для инфракрасного излучения стекол для наблюдения за температурой поверхности жидкости использовались тонкие пластины из текстолита. Текстолитовая пластинка решает одновременно две задачи: 1 – служит границей конвективной полости; 2 – является индикатором температуры на поверхности жидкости. Визуализация и измерение температурного поля поверхности пластинки осуществляется при помощи инфракрасной камеры «FLIR-CEDIP Titanium».

В опытах использовалась конвективная камера в форме прямоугольного параллелепипеда толщиной $d = (6.0 \pm 0.1)$ мм и размерами сторон 70 мм и 250 мм (рис. 2.6 а). Полость *1* с магнитной жидкостью ограничивалась с одной из широких сторон латунным теплообменником *2* толщиной 19 мм, в котором имеются каналы для прокачки термостатирующей жидкости. С другой широкой стороны к полости *1* примыкала текстолитовая пластина *3* толщиной 0.7 мм, которая прижималась рамкой из плексигласа *4*. С боковых сторон полость *1* окружалась рамкой *5* из плексигласа, толщина которой задавала ширину слоя. Для визуализации структур течений использовалась названная выше инфракрасная камера, которая регистрировала поля температуры *6* на внешней поверхности текстолитовой пластины *3*.



а)



б)

Рис. 2.6. Схема конвективной камеры: 1 – рабочая полость, 2 – металлический теплообменник, 3 – текстолитовая пластина, 4, 5 – рамки из органического стекла, 6 – поле температуры, фиксируемое на поверхности текстолита (а). Вид сечения камеры сверху, α – угол наклона вектора магнитной напряженности (б).

В некоторых экспериментах использовалась конвективная камера больших размеров сторон 180 мм и 375 мм при неизменной толщине слоя. В такой камере приходилось использовать снаружи дополнительные ребра жесткости для предотвращения увеличения толщины слоя вследствие деформации текстолитовой стенки за счет гидростатического давления жидкости. Ребра жесткости отображались на фотографиях в виде вертикальных полос.

С целью оценки систематических погрешностей измерения температуры поверхности жидкости обсуждаемым методом, выполнены расчеты температурных полей в тонкой текстолитовой пластинке, ограничивающей слой жидкости. Проведено лабораторное моделирование искусственных периодических структур для проверки теоретических расчетов. Для этого рассматривалась одномерная задача о распределении температуры в пластинке толщиной b (рис. 2.7). Одна граница пластинки касалась изотермического газа с температурой $T_г$, а около другой плоскости реализовывались конвективные валы, так что имеется периодически меняющаяся температура вдоль направления, перпендикулярного валам. При ламинарной конвекции можно аппроксимировать температурное поле вблизи пластинки гармонической функцией

$$T_{ж} = T_{ож} + T_{тж} \sin\left(kx + \varphi\right) \qquad (2.2)$$

где x – координата вдоль пластины; φ - начальная фаза; $T_{ож}$ – средняя температура жидкости вблизи пластины; $k = 2\pi/L$ – волновое число, определяемое через пространственный период L конвективной структуры.

Реальное температурное поле может оказаться более сложным, и тогда в (2.2) следовало бы использовать разложение в ряд Фурье, но, как будет показано ниже, пластинка заметно ослабляет периодический сигнал и тем сильнее, чем выше его пространственная частота. Поэтому главной гармоники для анализа вполне достаточно.

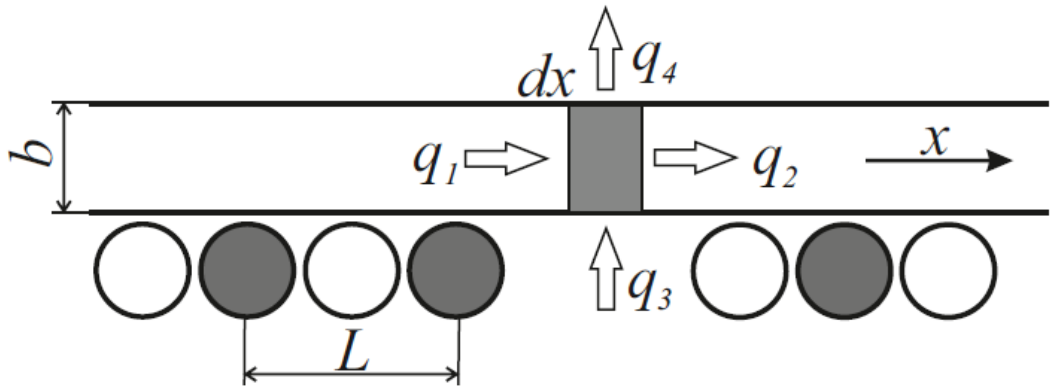


Рис. 2.7. Схема для расчета температурного поля

Пластину будем считать тонкой $b << L$, так что ее температура меняется только вдоль оси x. Стационарная температура в каждой точке складывается из баланса теплопроводных тепловых потоков q_1, q_2 и теплоотдачи q_3 , q_4 (рис. 2.7), $\Sigma q_i = 0$ или

$$d\left(-\lambda \frac{dT}{dx} b\right) + \alpha_{ж}(T - T_{ж})dx + \alpha_{г}(T - T_{г})dx = 0 ,$$

где λ – теплопроводность пластины, $\alpha_{ж}$, $\alpha_{г}$ – коэффициент теплоотдачи в жидкость и в воздух соответственно. Отсюда получается уравнение теплопроводности для поиска распределения $T(x)$

$$\frac{d^2T}{dx^2} - \frac{\alpha_{ж}}{\lambda b}\left(T - T_{ж}\right) - \frac{\alpha_{г}}{\lambda b}\left(T - T_{г}\right) = 0 . \qquad (2.3)$$

В случае отсутствия периодической составляющей температура жидкости под пластиной постоянна $T_{ж} = T_{0ж}$. Это соответствует ситуации, когда конвективных валов нет, а имеется только основное течение в вертикальном слое или равновесие в горизонтальном слое. Температура пластинки при этом принимает постоянное значение

$$T_0 = \frac{\alpha_{ж} T_{0ж} + \alpha_{г} T_{г}}{\alpha_{ж} + \alpha_{г}} . \qquad (2.4)$$

В зависимости от соотношения между коэффициентами теплоотдачи температура (2.4) может принимать значения в диапазоне от температуры жидкости $T_{0ж}$ до температуры воздуха $T_г$.

При слабой теплоотдаче в воздух $(\alpha_ж \gg \alpha_г)$ температура T_0 стремится к температуре жидкости

$$T_0 = T_{0ж} + T_г \alpha_г / \alpha_ж .$$

Систематическая погрешность измерения температуры $T_{0ж}$ при этом

$$\delta = (T_0 - T_{0ж}) / T_{0ж} \approx \alpha_г / \alpha_ж .$$

Для конвективной теплоотдачи в воздух коэффициент $\alpha_г \sim 10$ Вт$\cdot$м$^{-2}$К$^{-1}$. Теплоотдача в жидкость в вертикальном слое при конвекции в виде основного течения [60], пока температурный профиль остается линейным, может быть оценена следующим образом

$$\alpha_ж \approx \lambda_ж / d \approx 33 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}\text{К}^{-1} ,$$

здесь $\lambda_ж \approx 0.2$ Вт$\cdot$м$^{-1}$К$^{-1}$– коэффициент теплопроводности магнитной жидкости; $d = 6$ мм – толщина слоя. Аналогичное значение получается и для горизонтального слоя жидкости в условиях механического равновесия. Это дает погрешность измерения температуры поверхности жидкости ~ 30%.

При сильном обдуве вентилятором $(\alpha_ж \ll \alpha_г)$ температура пластинки и вовсе стремится к температуре воздуха

$$T_0 \approx T_г + T_{0ж} \alpha_г / \alpha_ж ,$$

пластинка перестает измерять температуру жидкости и погрешность теряет смысл.

Отметим, что температура, рассчитанная по формуле (2.4) не зависит от толщины пластинки b, поэтому годится также для оценки температуры свободной поверхности жидкости, например, при конвекции в горизонтальном слое в условиях подогрева снизу. На роль $T_{0ж}$ в этом случае следует брать температуру горячего теплообменника.

Когда под пластиной имеются конвективные валы и периодическая составляющая (2.2) не мала, решение уравнения (2.3) кроме постоянной T_0

(2.4) содержит и гармоническую составляющую той же пространственной частоты

$$T = T_o + T_m \sin\left(kx + \varphi\right). \tag{2.5}$$

Подставляя решение (2.5) в уравнение (2.3) с учетом (2.4), получаем соотношение между амплитудами гармоник в пластинке и жидкости:

$$\frac{T_m}{T_{mж}} = \frac{\alpha_ж}{\alpha_ж + \alpha_г + 4\pi^2 \lambda b / L^2}\ . \tag{2.6}$$

Следует разделять анализ постоянной составляющей (2.4) и амплитуд гармоник (2.6), так как они независимо друг от друга изменяются с параметрами задачи. Для уменьшения погрешности измерения амплитуды периодических температурных полей следует выбирать материал пластинки с низкой теплопроводностью и делать пластинку возможно более тонкой. Также погрешность уменьшается с ростом пространственного периода гармоник. Последнее обстоятельство объясняет то, почему мы не учитываем возможность более сложных периодических структур, например, профилей близких к прямоугольнику. Фактически пластинка выступает в роли фильтра низких частот и выделяет главную пространственную гармонику периодического сигнала, потому что более высокие частоты ослабляются пластинкой значительно сильнее. К примеру, гармоника с периодом вдвое меньшим, чем основная, ослабляется вчетверо сильнее (2.6).

Обычно валы занимают всю толщину слоя жидкости d, т.е. $L = 2d$, поэтому формулу (2.6) можно использовать для оценки систематической погрешности в виде

$$\delta = \frac{T_{mж} - T_m}{T_{mж}} = 1 - \frac{\alpha_ж}{\alpha_ж + \alpha_г + \pi^2 \lambda b / d^2}\ . \tag{2.7}$$

В пределе сильной теплоотдачи в жидкость

$$\alpha_ж \gg \alpha_г + \pi^2 \lambda b / d^2$$

погрешность стремится к нулю следующим образом

$$\delta \approx \frac{\alpha_г}{\alpha_ж}\left(1+\frac{\pi^2 \lambda b}{\alpha_г d^2}\right).$$

При сильном обдуве $(\alpha_ж \ll \alpha_г)$, как было показано выше, средняя температура пластинки стремится к температуре обдувающего воздуха, но при этом гармоническая составляющая поля вполне может быть визуализирована и измерена. Погрешность в случае $\alpha_ж \ll \alpha_г + \pi^2 \lambda b / d^2$ можно оценить более простой формулой

$$\delta \approx \frac{\pi^2 \lambda b}{\alpha_ж d^2}.$$

Формула (2.7) позволяет оценить погрешности измерения полей при конвекции магнитной жидкости в вертикальном слое, когда на основное подъемно-опускное течение во внешнем однородном магнитном поле накладываются вертикальные конвективные валы. Так как при появлении валов теплопередача через слой возрастает [115], коэффициент теплоотдачи выберем вдвое большим, чем в основном подъемно-опускном течении – $\alpha_ж \approx 60$ Вт$\cdot$м$^{-2}$К$^{-1}$. Используя параметры экспериментальной установки: $b = 0.7$ мм, $d = 6$ мм, $\lambda = 0.24$ Вт$\cdot$м$^{-1}$К$^{-1}$, $\alpha_г = 10$ Вт$\cdot$м$^{-2}$К$^{-1}$, получаем систематическую погрешность определения амплитуды $\delta = (T_{тж} - T_т)/T_{тж} \approx 0.5$, т.е. периодические неоднородности, выглядят на пластинке вдвое более слабыми, чем на поверхности жидкости.

Важно отметить, что появление термомагнитных конвективных валов в реальных конвективных экспериментах носит пороговый характер, поэтому приведенная погрешность не может заметно повлиять на измеренные в опытах критические параметры определяющие порог неустойчивости. Эти параметры определялись из принципа: наблюдаются ли конвективные валы при данных условиях или валов нет.

Расчеты полей проверены в модельном эксперименте, где для создания периодической структуры на текстолитовую пластину при помощи герметика

наклеивались семь латунных трубок диаметром 5 мм. По нечетному ряду трубок при помощи струйного термостата прокачивалась горячая вода с температурой $T_{гор}$, а по четному – холодная $T_{хол}$ (рис. 2.7). Таким образом, под пластинкой имелось температурное поле (2.1) с амплитудой $T_{тж} = (T_{гор} - T_{хол})/2$ и со средним значением $T_{0ж} = (T_{гор} + T_{хол})/2$. На рис. 2.8 показана фотография температурного поля пластинки, полученная инфракрасной камерой. При помощи приложения Altair изображение сканировалось перпендикулярно трубкам вдоль линии, изображенной на рис. 2.8. На рис. 2.9 показаны соответствующие температурные профили, полученные для пластинки толщиной $b = 0.7$ мм и температурой воды в трубках $T_{гор} = 50°$, $T_{хол} = 25°$. Пунктирная кривая рис. 2.9 соответствует профилю при включенном обдуве воздухом с температурой 23°.

Видно, что размах колебаний при обдуве уменьшается за счет более сильного остывания наиболее нагретых мест.

Записи с тепловизора сравнивались с исходным температурным полем, которое построено по формуле (2.2) через параметры воды в трубках. На рис. 2.10 (кривая 1) показан исходный профиль, а кривая 2 отражает результат измерения тепловизором. На этом же рисунке (кривая 3) построен профиль, рассчитанный по формуле (2.5) с учетом (2.6) при параметрах, соответствующих опытам: $\lambda = 0.24$ Вт·м$^{-1}$К$^{-1}$, $\alpha_г = 10$ Вт·м$^{-2}$К$^{-1}$, $b = 0.7$ мм, $L = 10.9$ мм.

Коэффициент теплоотдачи в жидкость при принудительной прокачке неизвестен и он подбирался в электронных таблицах методом визуальной минимизации среднеквадратичных отклонений экспериментальной линии от расчетной кривой. Для этого коэффициент теплоотдачи варьировался так, чтобы визуально приблизить кривые 2 и 3 друг к другу, и одновременно минимизировать среднеквадратичное отклонение. Для расчетов использован интервал x от 11 до 37 мм. Оптимальным значением коэффициента оказалось $\alpha_{ж}$=185 Вт·м$^{-2}$К$^{-1}$. При этом нормированное на $T_{тж}$ среднеквадратичное

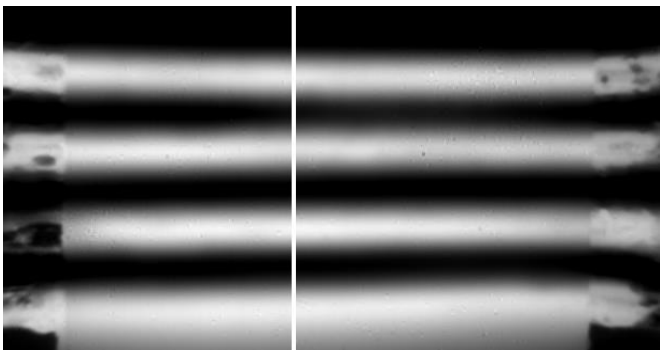


Рис. 2.8. Температурное поле пластинки (b = 0.7 мм, $T_{гор}$ = 50°, $T_{хол}$ = 25°); вертикальная линия – линия сканирования

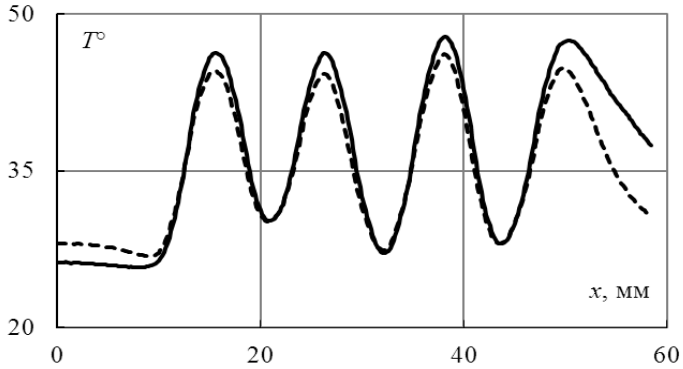


Рис. 2.9. Профиль температуры на пластинке (b = 0.7 мм, $T_{гор}$ = 50°, $T_{хол}$ = 25°); пунктир – при включенном обдуве вентилятором

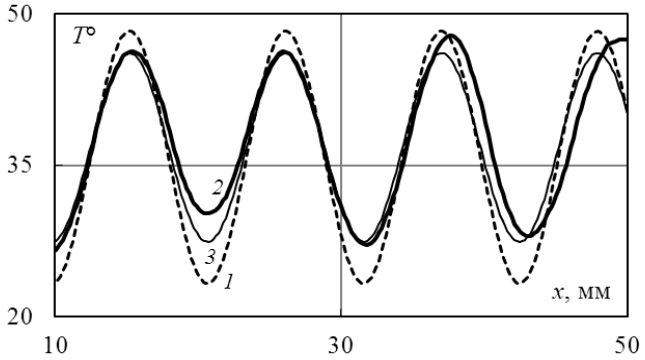


Рис. 2.10. Профили температуры: 1 – исходный под пластиной b = 0.7 мм, $T_{гор}$ = 50°, $T_{хол}$ = 25°; 2 – измеренный на пластине; 3 – расчет по формулам (2.5), (2.6).

отклонение экспериментального профиля от расчетного профиля минимизировалось до значения 0.08. Это число характеризует величину случайных погрешностей в нашем эксперименте. При меньших разностях $\Delta T = T_{гор} - T_{хол} \sim 5°$ случайные погрешности достигали значения 0.15.

Рассчитанное по формуле (2.6) отношение амплитуд проверялось экспериментально. Поскольку применение Фурье-анализа для коротких рядов затруднительно, амплитуда экспериментального профиля определялась описанным выше методом визуальной минимизации среднеквадратичных отклонений. Для эксперимента на рис. 2.10 отношение $\delta = T_m^{экс} / T_{mж} \approx 0.7$ получилось близким к расчетному отношению 0.75.

Эксперименты проводились при разных температурах прокачиваемой жидкости и разной толщине визуализирующей пластины. Для изменения толщины две пластины склеивались, что давало значение b = 1.4 мм. Также применялся обдув пластины воздухом при помощи вентилятора. Описанная выше процедура визуальной минимизации среднеквадратичных отклонений позволила подобрать коэффициент теплоотдачи при включенном вентиляторе $\alpha_г$=25 Вт $\cdot$ м$^{-2}$К$^{-1}$.

В таблице 2 приведены основные результаты сравнения расчетов с экспериментом. Видно, что пластинка неизбежно уменьшает температурный сигнал. Расчетное ослабление (2.6) и экспериментальное уменьшение амплитуды пространственных периодических температурных профилей в пределах случайной погрешности совпадают.

Для сравнения был построен экспериментальный профиль температуры, полученный в эксперименте с конвективными термомагнитными валами.

На рис. 2.11 (линия 1) показан экспериментальный профиль, полученный при перепаде температур между горячим теплообменником и комнатой 35 °, при обдуве пластины вентилятором, и при напряженности внешнего магнитного поля 35 кА/м. Толщина вертикального слоя магнитной жидкости

d = 6 мм. Здесь же приведен профиль (линия 2), рассчитанный по формулам (2.4) и (2.5) для $\lambda = 0.24$ Вт $\cdot$ м$^{-1}$К$^{-1}$, $\alpha_г = 25$, $\alpha_ж = 45$ Вт $\cdot$ м$^{-2}$К$^{-1}$, b = 0.7 мм.

Полученные формулы, позволяют выбрать оптимальные параметры визуализирующей пластины и оценить систематические погрешности измерения. Видно, что для уменьшения погрешностей нужно использовать пластину меньшей толщины и теплопроводности.

Таблица 2. Сравнение расчетной и экспериментальной температуры пластины ($T_{гор}$ = 50°С, $T_г$ =23°С, [α] = Вт·м$^{-2}$·К$^{-1}$)

ΔT, °С обдув	b, мм	$T_m/T_{тж}$ расч. (5)	$T_m/T_{тж}$ эксп.	$\alpha_ж$	$\alpha_г$
25, нет	0.7	0.75	0.7	185	10
25, да	0.7	0.70	0.6	185	25
5, нет	0.7	0.75	0.8	110	10
5, да	0.7	0.70	0.7	110	25
25, нет	1.4	0.49	0.4	110	10
25, да	1.4	0.46	0.4	110	25

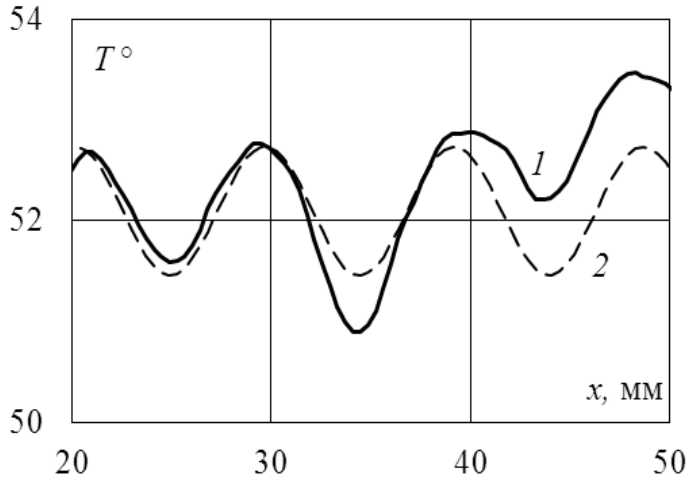


Рис. 2.11. Профиль температуры на текстолитовой пластине при конвекции магнитной жидкости: 1 – эксперимент; 2 – расчет по формулам (2.5), (2.6).

2.4 Экспериментальная установка для изучения конвекции в вертикальном слое магнитной жидкости в магнитном поле при обогреве сбоку

Общий вид экспериментальной установки показан на рис. 2.12. Внешнее однородное магнитное поле создавалось с помощью катушек Гельмгольца, представляющих собой систему из четырех катушек: две основные (1) и две корректирующие катушки (2).

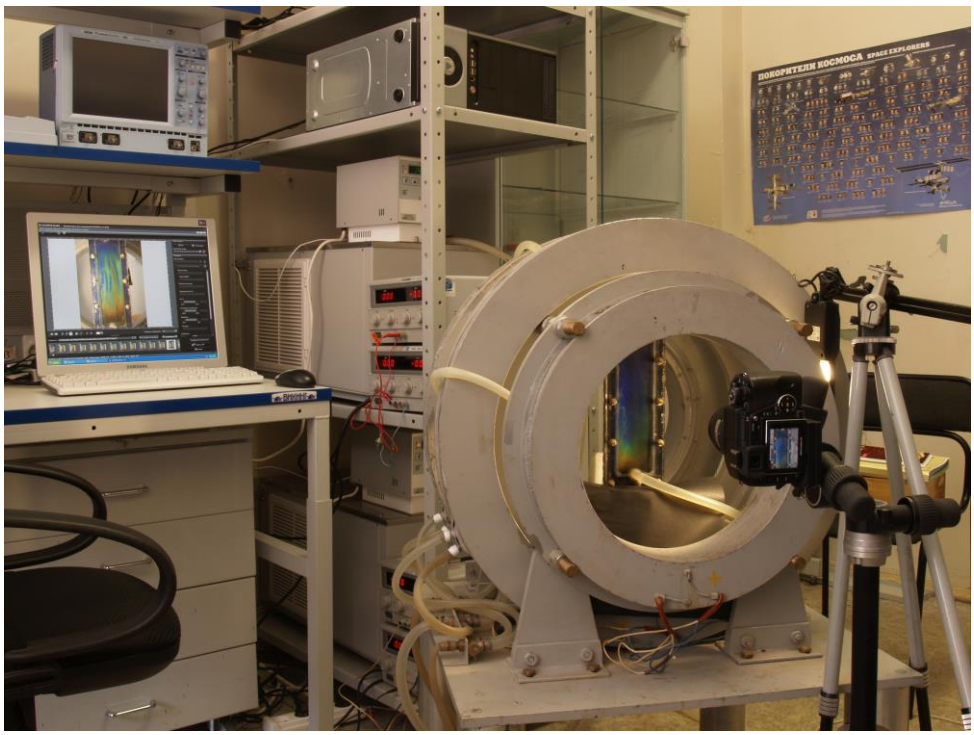
Для устранения перегрева катушек проводилось их охлаждение при помощи прокачки воды через медные трубки (3). Ток на катушки подавался от источника питания (4) и достигал 5 А. Максимальная мощность $1.5 \cdot 10^3$ Вт, напряжение до 300 В.

Кювета с МЖ (5) располагалась в центральной части магнитной системы. Для поддержания постоянной температуры на слое использовались струйные термостаты «KRIO-VT-01» (6), (7).

Перепады температур на слое жидкости измерялись дифференциальными медь-константановыми термопарами (8) с диаметром проводов 0.1 мм. ЭДС термопар составляла 40 мкВ/К. Сигнал с термопар регистрировался прибором «Термодат 38В1» (9), изготовитель: НПП «Системы контроля», г. Пермь, ТУ 4211-011-46526536; предел допускаемой погрешности 0.5 %, разрешение 0.01 К. Прибор подключался к компьютеру (10) и опрашивался при помощи программы TermodatNet, которая может накапливать измерения в тестовых файлах и базе данных, а также осуществлять их графическое представление. Показания сохранялись с периодом 1 с, что на один-два порядка меньше характерных времен изучаемых процессов.

Для проведения фотосъемки использовался цифровой фотоаппарат «OLYMPUS E330» (11). Однородное освещение обеспечивалось люминесцентной лампой (12).

В экспериментах со второй конвективной камерой цифровой фотоаппарат заменялся на инфракрасную камеру (рис. 2.13), которая позволяла



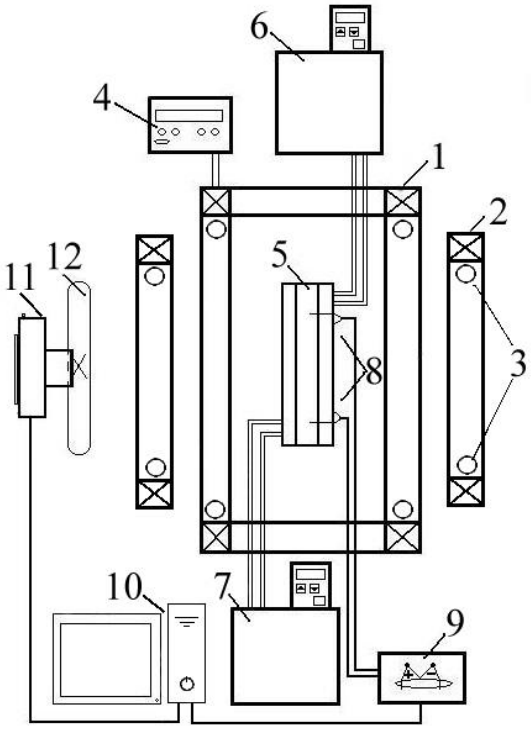
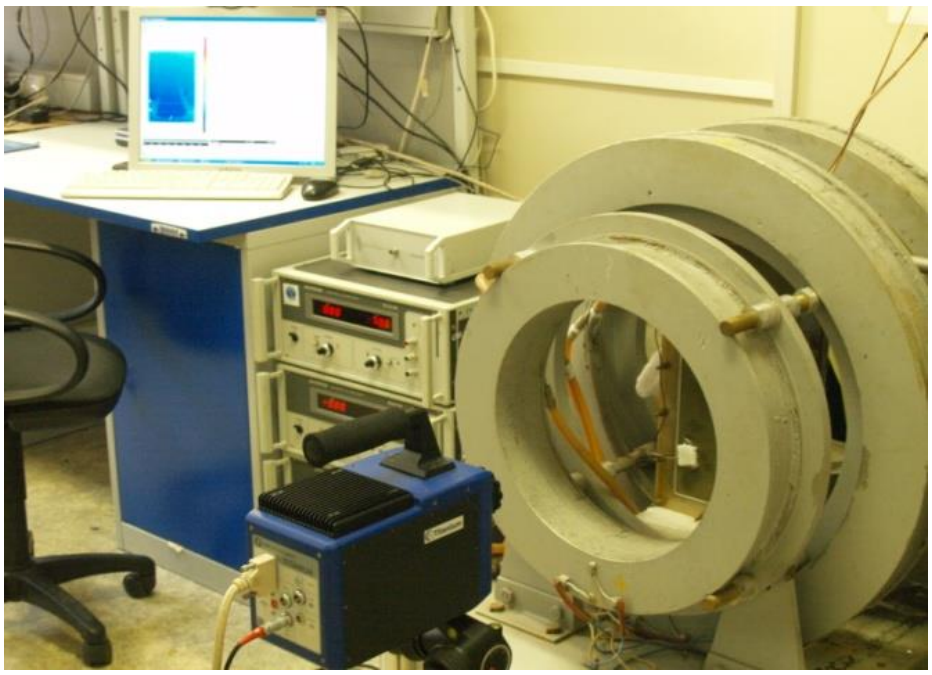


Рис. 2.12. Фотография и схема экспериментальной установки с жидкокристаллическим индикатором температурных полей: 1, 2 – катушки Гельмгольца, 3 – система охлаждения катушек, 4 – источник постоянного тока, 5 – конвективная камера, 6, 7 – термостаты, 8 – дифференциальные медь-константановые термопары, 9 – прибор Термодат – 38В1, 10 – компьютер, 11 – цифровой фотоаппарат, 12 – люминесцентная лампа.



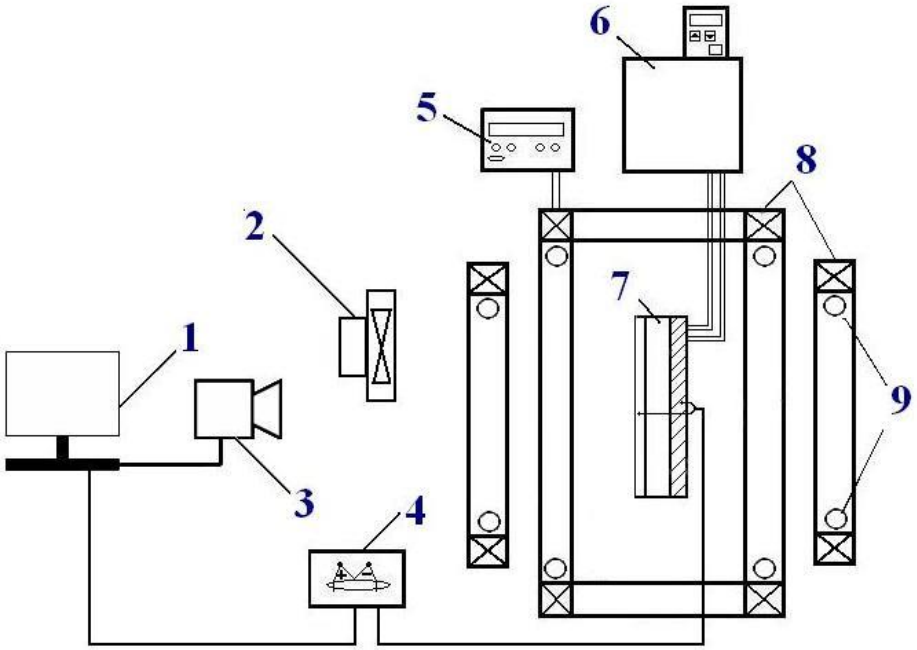


Рис. 2.13. Фотография и схема экспериментальной установки с инфракрасной камерой: 1 – компьютер, 2 – система обдува, 3 – инфракрасная камера, 4 – регистратор сигнала температуры от медь-константановых термопар, 5 – источники питания (4 шт.), 6 – термостат, 7 – конвективная камера, 8 – катушки Гельмгольца, 9 – система охлаждения катушек.

визуализировать невидимое для человеческого глаза инфракрасное излучение. Инфракрасная камера «FLIR-CEDIP Titanium» с разрешением матрицы 640 × 512 пикселей и рабочим диапазоном температуры от – 20 до + 3000 °С, позволяет фиксировать тепловое излучение в диапазоне длин волн 8 – 12 мкм. Изображение с тепловизора выводилось на монитор компьютера в реальном времени и записывалось на жесткий диск с заданной частотой кадров. Для скоростей конвективных движений в экспериментах ~ 1 мм/с съемка задавалась с минимально разрешимой частотой 2.5 Гц. Для обработки изображений полей температуры использовалось программное обеспечение Altair, в котором можно получать пространственно-временные профили температуры. Разрешение тепловизора по измерению температуры 0.01 °С.

Текстолитовая пластина находилась при постоянной температуре в лаборатории, которая контролировалась кондиционером с точностью ± 1 °С. Интенсивность теплообмена между пластиной и воздухом обеспечивалась-при помощи направленного обдува вентилятором.

Угол поворота α конвективной камеры измерялся оптическим угломером УО – 2 с погрешностью ± 5 мин. в диапазоне $0 \leq \alpha \leq 20$ градусов.

Четыре катушки (рис. 2.14) составляли последовательную электрическую цепь с четырьмя источниками постоянного тока «GPR-7510HD», показывающими силу тока в цепи катушек на цифровом табло; погрешность стабилизации выходного тока не превышала 0.7 %. С помощью переключателя Р менялось направление силы тока в катушках. Подключенный параллельно источникам питания полупроводниковый диод D защищал их от экстратоков. С помощью измерителя магнитной индукции Ш1-8 была получена калибровочная кривая для напряженности магнитного поля в центре катушек в зависимости от силы тока (рис. 2.15). Максимальное значение напряженности магнитного поля достигало 35 кА/м. Неоднородность магнитного поля в среднем сечении, параллельном плоскости витков, и вдоль аксиальной оси симметрии не превышала 2 % (рис. 2.16). Погрешность измерения магнитного поля в экспериментах по термомагнитной конвекции

не превышала 3 %. Внешний диаметр основных катушек равен $7 \cdot 10^{-1}$ м, диаметр рабочей зоны $4.5 \cdot 10^{-1}$ м, высота намотки провода вдоль радиуса и ширина – вдоль образующей $8 \cdot 10^{-2}$ м и $5 \cdot 10^{-2}$ м соответственно.

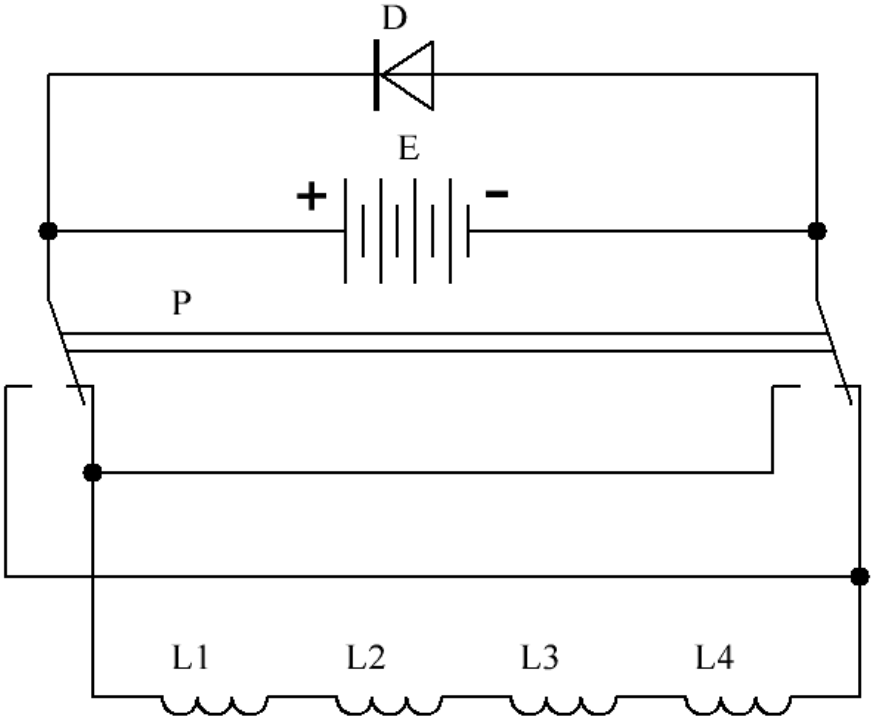


Рис. 2.14. Электрическая схема подключения катушек Гельмгольца: E – 4 источника питания «GPR-7510HD»; P – переключатель для смены направления тока (вектора напряженности магнитного поля); L1, L4 – корректирующие катушки, L2, L3 – катушки Гельмгольца; D – диод.

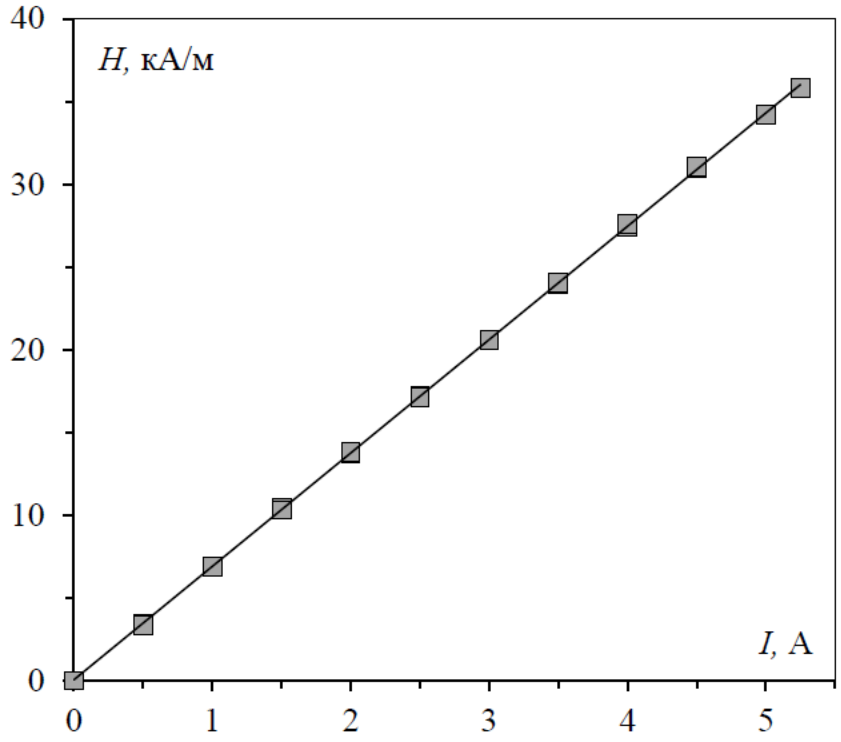


Рис. 2.15. Калибровочная кривая катушек Гельмгольца: напряженность магнитного поля в центре катушек в зависимости от силы тока

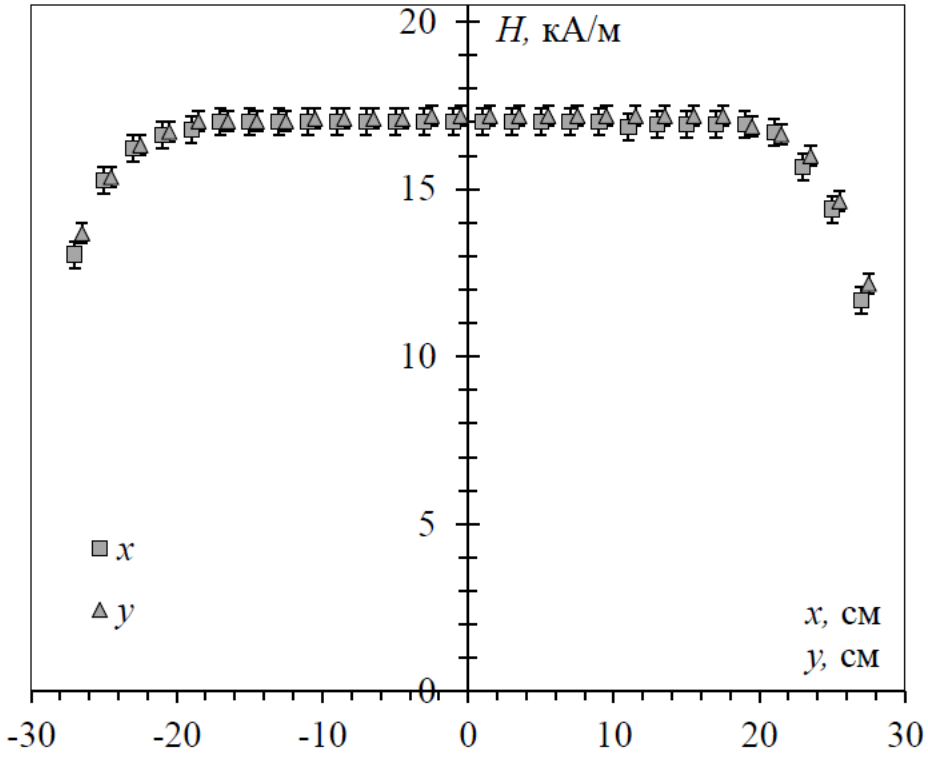


Рис. 2.16. Магнитное поле в центре рабочего объема в плоскости, параллельной катушкам Гельмгольца, в зависимости от координат *x*, *y*

Глава 3

Конвекция магнитной жидкости в магнитном и гравитационном полях в вертикальном слое при обогреве сбоку

3.1 Термомагнитная неустойчивость конвективного течения в вертикальном слое

Рассмотрим задачу о конвекции в бесконечном вертикальном слое магнитной жидкости, заключенной между двумя пластинами [43] (рис. 3.1). Пластины разделены расстоянием $2h$, и на них поддерживаются постоянные температуры $(T_* \pm \Theta)$. Для описания движения вводится правая система координат (x, y, z) с началом отсчета в середине слоя так, что координаты вертикальных стенок соответствуют $x = \pm h$. Разница температур между стенками 2Θ. Напряженность внешнего магнитного поля $\vec{H}^e = (H^e, 0, 0)$ прикладывается перпендикулярно слою и создает внутреннее поле $\vec{H}$ в пределах слоя. Магнитное поле с верхним индексом «*e*» обозначает поле снаружи слоя.

Система уравнений неразрывности, количества движения и тепловой энергии в приближении Буссинеска записывается следующим образом:

$$\nabla \cdot \vec{\mathrm{v}} = 0, \tag{3.1}$$

$$\rho_* \frac{\partial \vec{\mathrm{v}}}{\partial t} + \rho_* \vec{\mathrm{v}} \cdot \nabla \vec{\mathrm{v}} = -\nabla p + \eta_* \nabla^2 \vec{\mathrm{v}} + \rho \vec{g} + \mu_0 M \nabla H, \tag{3.2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\mathrm{v}} \cdot \nabla T = a_* \nabla^2 T\,. \tag{3.3}$$

В этих уравнениях $\rho_* = \rho(T_*)$ − плотность жидкости при средней температуре T_* в середине слоя. Предполагается, что динамическая вязкость η_* и температуропроводность a_* жидкости постоянны. Это предположение справедливо, когда изменения температуры и магнитного поля малы [75]. Изменения плотности жидкости с температурой T учитываются только в силе Архимеда и задаются линейной зависимостью

$$\rho = \rho_* \left[1 - \beta_{T*} \left(T - T_* \right) \right], \tag{3.4}$$

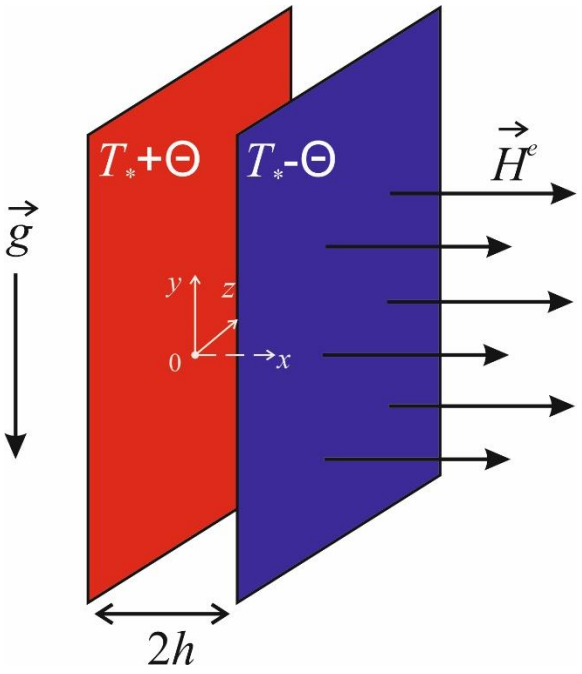


Рис. 3.1. Вертикальный слой МЖ обогреваемый сбоку в поперечном магнитном поле: T_* – средняя температура в жидкости, $2\Theta \equiv \Delta T$ – перепад температур на слое жидкости, $2h \equiv d$ – толщина слоя.

Последний член во втором уравнении, как говорилось в 1.2, описывает пондеромоторную силу, которая действует в намагничивающейся жидкости в неоднородном магнитном поле и приводит к тому, что более намагниченная жидкость движется в направлении возрастания поля.

Уравнения (3.1) – (3.3) описывают безындукционное приближение, когда течение жидкости не влияет на намагниченность и магнитное поле в среде. Однако в рассматриваемой задаче взаимодействие между движущейся жидкостью и вызванным этим движением изменением магнитного поля представляет основной интерес. Поэтому, к системе (3.1) – (3.3) добавляются уравнения Максвелла, описывающие магнитное поле в отсутствие индукционных токов:

$$\nabla \times \vec{H} = 0, \nabla \cdot \vec{B} = 0, \tag{3.5}$$

где магнитная индукция

$$\vec{B} = \mu_0 \left(\vec{M} + \vec{H} \right). \tag{3.6}$$

Чтобы связать уравнения (3.1) – (3.3) и (3.5), (3.6) намагниченность жидкости рассматривается как функция приложенного магнитного поля и температуры. В квазистатическом приближении считается, что магнитные моменты взвешенных в ферроколлоиде частиц мгновенно выстраиваются вдоль приложенного поля, так что векторы намагниченности $\vec{M}$ и напряженности магнитного поля $\vec{H}$ коллинеарны. Тогда уравнение намагниченности запишется как

$$\vec{M} = M\left(H, T\right)\frac{\vec{H}}{H}. \tag{3.7}$$

В линейной форме для малых изменений температуры и магнитного поля уравнение для намагниченности представляется в виде:

$$M = M_* + \chi \Delta H - K\Delta T, \Delta H \equiv H - H_*, \ \Delta T \equiv T - T_* \tag{3.8}$$

Здесь M_* и H_* – намагниченность и напряженность магнитного поля при температуре T_*, то есть в середине слоя, $K = \partial M / \partial T |_{T=T_*}$ пиромагнитный коэффициент. Используя (3.12), перепишем (3.11):

$$\vec{M} = \frac{M_* + \chi \Delta H - K\Delta T}{H}\vec{H}. \tag{3.9}$$

Поскольку уравнение (3.8) получено линеаризацией нелинейного уравнения намагниченности в окрестности (H_*, T_*), последовательность аппроксимации требует, чтобы равенство (3.9) также было линеаризовано около той же точки, то есть значения модуля и вектора магнитной напряженности определятся как: $H = H_* + \Delta H$ и $\vec{H} = \vec{H}_* + \Delta\vec{H}$. Отметим, что H_* – напряженность магнитного поля в середине слоя в режиме плоскопараллельного движения. В итоге, уравнение (3.9) запишется:

$$\vec{M} = \left[M_* + (\chi - \chi_*)\Delta H - K\Delta T\right]\vec{e}_* + \chi_* \Delta\vec{H}, \tag{3.10}$$

где $\vec{e}_* \equiv \vec{H}_* / H_*$ и $\chi \equiv M_* / M$. Величины ΔH и $\Delta\vec{H}$ соотносятся как $\Delta H = \Delta\vec{H} \cdot \vec{e}_*$. Используя уравнение (3.10) и (3.6), исключаем намагниченность

из второго равенства уравнений (3.5) и получаем уравнение для магнитного поля:

$$\left(1+\chi_*\right)\nabla\cdot\vec{H}+\left(\chi-\chi_*\right)\nabla H\cdot\vec{e}_*-K\nabla T\cdot\vec{e}_*=0\,. \qquad (3.11)$$

Из этого равенства видно, что термомагнитное взаимодействие возможно только в том случае, когда градиенты температуры и магнитного поля не перпендикулярны. Подчеркнем, что, если $\vec{H}_* \parallel \Delta\vec{H}$, то уравнения (3.10) и (3.11) запишутся в виде:

$$M=\left(M_*+\chi\Delta H-K\Delta T\right)\vec{e}_*,\left[\left(1+\chi\right)\nabla H-K\nabla T\right]\cdot\vec{e}_*=0\,. \qquad (3.12)$$

При рассмотрении малых магнитных полей, когда магнитная жидкость далека от области насыщения, по закону Ланжевена зависимость намагниченности от магнитного поля линейна $M=M(H)=\chi_* H$ и $\chi=(\partial M/\partial H)_{H_*}=\chi_*$. Равенства (3.10) и (3.11) в этом случае можно представить, как:

$$\vec{M}=(M_*-K\Delta T)\vec{e}_*+\chi\Delta\vec{H},\ (1+\chi)\nabla\cdot\vec{H}-K\nabla T\cdot\vec{e}_*=0\,. \qquad (3.13)$$

Процессы намагничивания или размагничивания ферромагнитной жидкости, помещенной в переменное магнитное поле, приводят к изменениям внутренней энергии и температуры жидкости (магнитокалорический эффект). Для описания таких процессов выражение для тепловой энергии (3.3) должно быть изменено согласно [40, 98]. Но магнитокалорический эффект наиболее явно проявляется вблизи точки Кюри [99]. Вдали от этой точки его влиянием на температуру жидкости можно пренебречь. Следовательно, при описании конвекции можно использовать выражение (3.3).

Для удобства можно переопределить давление p и записать уравнение (3.2) так, чтобы оно включало гидростатическую компоненту и градиентную компоненту магнитной силы [100]. Используя равенства (3.4) и (3.8) запишем:

$$\rho\vec{g}+\mu_0 M\nabla H=\rho_*\left[1-\beta_{T*}(T-T_*)\right]\vec{g}+\mu_0\left[M_*+\chi(H-H_*)-K(T-T_*)\right]\nabla H=$$

$$\nabla\left\{\rho_*(\vec{r}\vec{g})+\mu_0\left[M_* H+\frac{1}{2}\chi(H-H_*)^2\right]\right\}-(\rho_*\beta_{T*}\vec{g}+\mu_0 K\nabla H)(T-T_*),$$

где радиус-вектор $\vec{r} = (x, y, z)$. Тогда, если переопределить давление как

$$P = p - \rho_*(\vec{r} \cdot \vec{g}) - \mu_0 \left[M_* H + \frac{1}{2} \chi (H - H_*)^2 \right], \tag{3.14}$$

равенство (3.2) перепишем как

$$\rho_* \frac{\partial \vec{\mathrm{v}}}{\partial t} + \rho_* \vec{\mathrm{v}} \cdot \nabla \vec{\mathrm{v}} = -\nabla P + \eta_* \nabla^2 \vec{\mathrm{v}} - \rho_* \beta_{T*} (T - T_*) \vec{g} - \mu_0 K (T - T_*) \nabla H \,. \tag{3.15}$$

На боковых твердых границах условия прилипания и изотермичности имеют вид:

$$x = \mp h : \vec{\mathrm{v}} = 0, \, T = T_* \pm \Theta \,. \tag{3.16}$$

Граничные условия для магнитного поля и намагниченности при отсутствии поверхностных токов появляются из следующих условий:

$$x = \mp h : \, (\vec{H}^e - \vec{H}) \times \vec{n} = 0, \, (\vec{B}^e - \vec{B}) \cdot \vec{n} = 0 \,, \tag{3.17}$$

где $\vec{n} = (1, 0, 0)$ – вектор нормали к боковым стенкам. Используя равенства (3.7) и (3.10), второе условие перепишем как:

$$\left[\vec{H}^e - \left[(1 + \chi_*) H_* + (\chi - \chi_*) \Delta H \pm K\Theta \right] \vec{e}_* - (1 + \chi_*) \Delta \vec{H} \right] \cdot \vec{n} = 0 \tag{3.18}$$

при $x = \pm h$.

После обезразмеривания системы уравнений и граничных условий через показанные ниже единицы: длины, скорости, времени, давления, температуры, напряженности поля и намагниченности соответственно

$$\vec{r} = d\vec{r}^{\,/}, \, \vec{\mathrm{v}} = \frac{\eta_*}{\rho_* h} \vec{\mathrm{v}}^{\,/}, \, t = \frac{\rho_* h^2}{\eta_*} t^{\,/}, \, P = \frac{\eta_*^2}{\rho_* h^2} P^{\,/}, \, T - T_* = \Theta \theta^{\,/},$$

$$\vec{H} = \frac{K\Theta}{1 + \chi} \vec{H}^{\,/}, \, H = \frac{K\Theta}{1 + \chi} H^{\,/}, \, \vec{M} = \frac{K\Theta}{1 + \chi} \vec{M}^{\,/}, \, M = \frac{K\Theta}{1 + \chi} M^{\,/}, \, \vec{g} = g \vec{e}_g \,,$$

опуская штрихи, получим:

$$\nabla \cdot \vec{\mathrm{v}} = 0, \tag{3.19}$$

$$\frac{\partial \vec{\mathrm{v}}}{\partial t} + \vec{\mathrm{v}} \cdot \nabla \vec{\mathrm{v}} = -\nabla P + \nabla^2 \vec{\mathrm{v}} + Gr \theta \vec{e}_g + Gr_m \theta \, \nabla H, \tag{3.20}$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial t}+\vec{\mathrm{v}}\cdot\nabla\theta=\frac{1}{\mathrm{Pr}}\nabla^2\theta, \tag{3.21}$$

$$\nabla\times\vec{H}=0 \tag{3.22}$$

$$(1+\chi_*)\nabla\cdot\vec{H}+(\chi-\chi_*)\nabla H\cdot\vec{e}_*-(1+\chi)\nabla\theta\cdot\vec{e}_*=0, \tag{3.23}$$

$$\vec{M}=\left[(\chi-\chi_*)(H-N)-(1+\chi)\theta\right]\vec{e}_*+\chi_*\vec{H} \tag{3.24}$$

с граничными условиями

$$\left[\vec{H}^e-\left[(\chi-\chi_*)(H-N)\mp(1+\chi)\right]\vec{e}_*-(1+\chi_*)\vec{H}\right]\cdot\vec{n}=0 \tag{3.25}$$

$$\vec{\mathrm{v}}=0,\ \theta=\pm1,\ \text{при}\ x=\mp1. \tag{3.26}$$

Безразмерные параметры для данной задачи:

$$Gr=\frac{\rho_*^2\beta_{T*}g\Theta h^3}{\eta_*^2},\ Gr_m=\frac{\rho_*\mu_0K^2\Theta^2h^2}{\eta_*^2(1+\chi)},\ \mathrm{Pr}=\frac{\eta_*}{\rho_*a_*},\ \ N=\frac{H_*(1+\chi)}{K\Theta}.$$

Здесь Gr и Gr_m – гравитационное и магнитное числа Грасгофа, характеризующие вклад архимедовой и магнитной сил, Pr – число Прандтля, N – параметр, описывающий термомагнитные свойства жидкости.

Отметим также, что внешнее однородное магнитное поле H^e, приложенное перпендикулярно вертикальным границам, создает в середине слоя магнитной жидкости магнитное поле

$$H_*=H^e/\left(1+\chi_*\right) \tag{3.27}$$

При фиксированных значениях разности температур магнитное число Грасгофа при изменении магнитного поля будет меняться пропорционально отношению $\frac{K^2}{(1+\chi)}$ (рис. 3.2). Сначала, по мере увеличения напряженности поля H_*, магнитный параметр $\frac{K^2}{(1+\chi)}$ увеличивается, а, начиная с внутреннего поля $H_*\approx15$ кА/м, убывает и затем выходит на насыщение. Следовательно, величина Gr_m нелинейно меняется при увеличении напряженности магнитного поля.

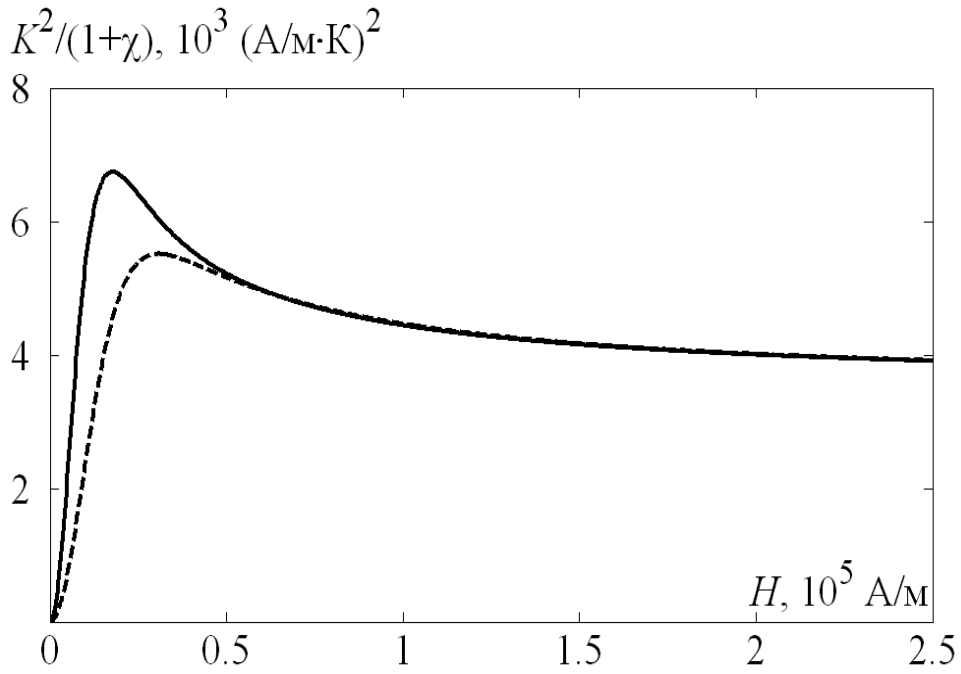


Рис. 3.2. Изменение параметра, содержащего свойства магнитной жидкости и входящего в магнитное число Грасгофа, в зависимости от величины магнитного поля внутри слоя МЖ (M_S = 43 кА/м, χ = 2.9); штриховая линия – намагничивание по закону Ланжевена; сплошная линия – приближение среднего действующего поля [124].

Трехмерная проблема устойчивости сводилась к эквивалентной двумерной задаче с помощью теоремы Сквайра, т.е. рассматривались только самые опасные плоские возмущения. Полученная задача на собственные значения была решена с помощью интегрального метода Чебышева [125, 126].

На рис. 3.3. представлена карта основных видов течений в вертикальном бесконечном слое, подогреваемом с одной из широких боковых сторон, во внешнем однородном поперечном магнитном поле в координатах магнитного Gr_m и гравитационного Gr чисел Грасгофа. Диаграмма разделена цветом на вертикальные области. В первой области I, примыкающей к вертикальной оси диаграммы, реализуется стационарное подъемно-опускное течение с линейным профилем температуры и кубическим профилем скорости. Следующая область карты, обозначенная как II, соответствует конвекции в виде стационарных термомагнитных валов. В гравитационном поле подъемно-опускное течение ориентирует термомагнитные валы преимущественно вертикально. В случае невесомости направление конвективных валов будет произвольным.

Область, соответствующая термогравитационному течению в виде двух тепловых волн, одна из которых распространяется вверх, а другая − вниз, отмечена как III. На рис. 3.4 черными стрелками показано поле скорости, а цветом выделено распределение температуры для тепловых волн в поперечном сечении слоя с временным интервалом между изображениями равным 1/4 периода. Поле скорости представляет собой последовательность стационарных вихрей, центры которых расположены в середине слоя. Белыми стрелками, показано преобладающее направление движения жидкости в данный момент времени. Закрутка вихрей определяется архимедовой силой: менее плотная теплая жидкость (красный цвет на рис. 3.4) поднимается, холодная (синий цвет) – опускается. В монографиях [36, 127, 128] отмечено, что тепловые волны возникают в свободной конвекции при достаточно больших числах Прандтля ($Pr > 12.45$).

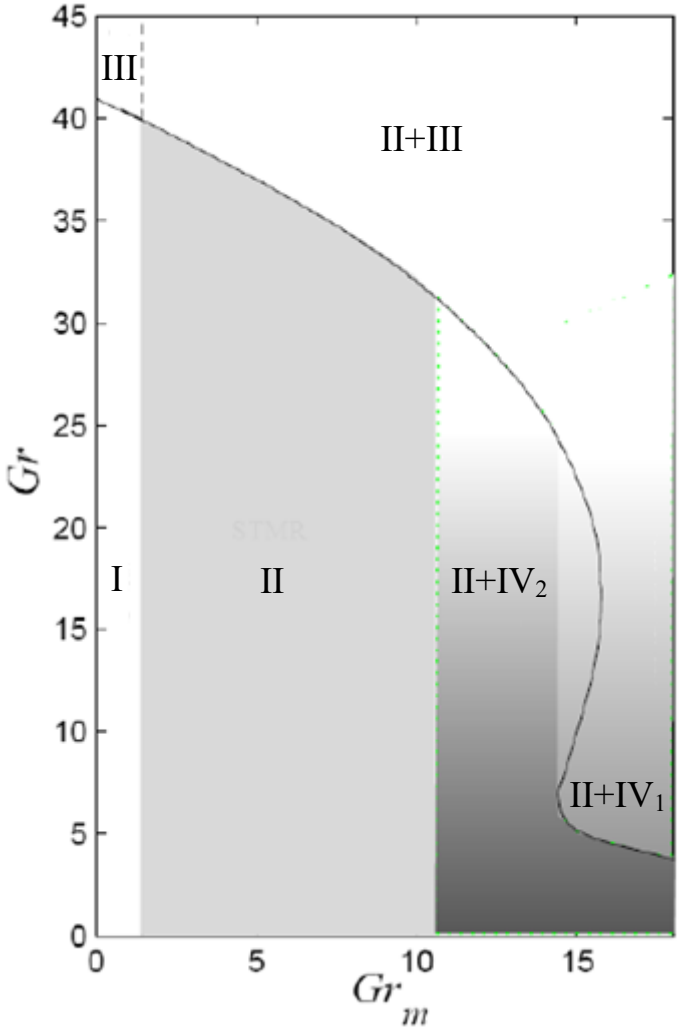


Рис. 3.3. Карта течений в вертикальном слое МЖ во внешнем однородном поперечном магнитном поле: I – стационарное подъемно-опускное течение; II – стационарные термомагнитные валы; III – термогравитационные волны; IV_2 и IV_1 – термомагнитные волны с различными волновыми числами [43].

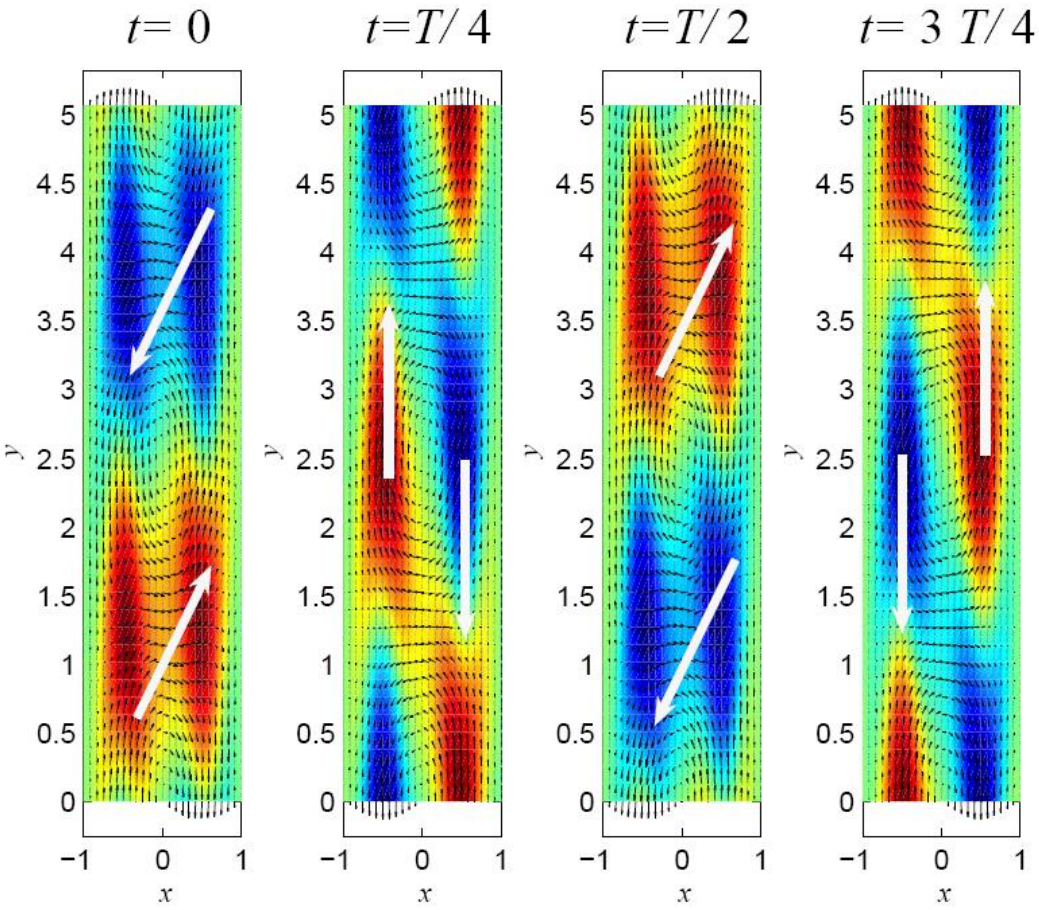


Рис. 3.4. Распределение полей скорости и температуры для режима термогравитационных волн

Изменение структуры температурных волн при увеличении гравитационного числа Грасгофа рассмотрено в экспериментах и теории [129].

В верхней области диаграммы (обозначения II+III на рис. 3.3) возникает нестационарная структура из комбинации стационарных вертикальных термомагнитных валов и горизонтальных валов, сформированных термогравитационными волнами. При увеличении отношения магнитного к гравитационному числу Грасгофа волны гравитационной природы замещаются термомагнитными волнами − области $II+IV_1$ и $II+IV_2$. Термомагнитные волны, обозначенные как IV_1 и IV_2, отличаются значениями волновых чисел; волны IV_1 имеют большую длину волны. Плавный переход от гравитационного к магнитному волновому механизму был продемонстрирован в расчетах [80] с применением энергетического анализа возмущений.

Принцип движения термомагнитных волн в течение периода T иллюстрирует рис. 3.5. В моменты времени $t = T/4$ и $t = 3T/4$ волны распространяются вверх вдоль теплой левой стенки (теплая легкая жидкость поднимается) и вниз вдоль холодной правой стенки (холодная тяжелая опускается), подобно термогравитационным волнам. Однако действием сил плавучести невозможно объяснить одновременное движение жидкости с одинаковой температурой вверх и вниз, как это происходит при $t = 0$ и $T/2$ (см. направление черных стрелок, представляющих локальные векторы скорости). В течение этих отрезков времени движение индуцируется пондеромоторными силами: холодная и более намагниченная жидкость (синий цвет) втягивается по направлению к теплой стенке ($x = -1$), где напряженность магнитного поля внутри слоя выше (снимок при $t = 0$), а горячая (красный цвет) – выталкивается (снимок при $t = T/2$). Таким образом, магнитные волны описываются пондеромоторными силами, направленными вдоль градиента напряженности магнитного поля, в отличие от термогравитационных волн, определяемых силами плавучести, действующими в вертикальном направлении.

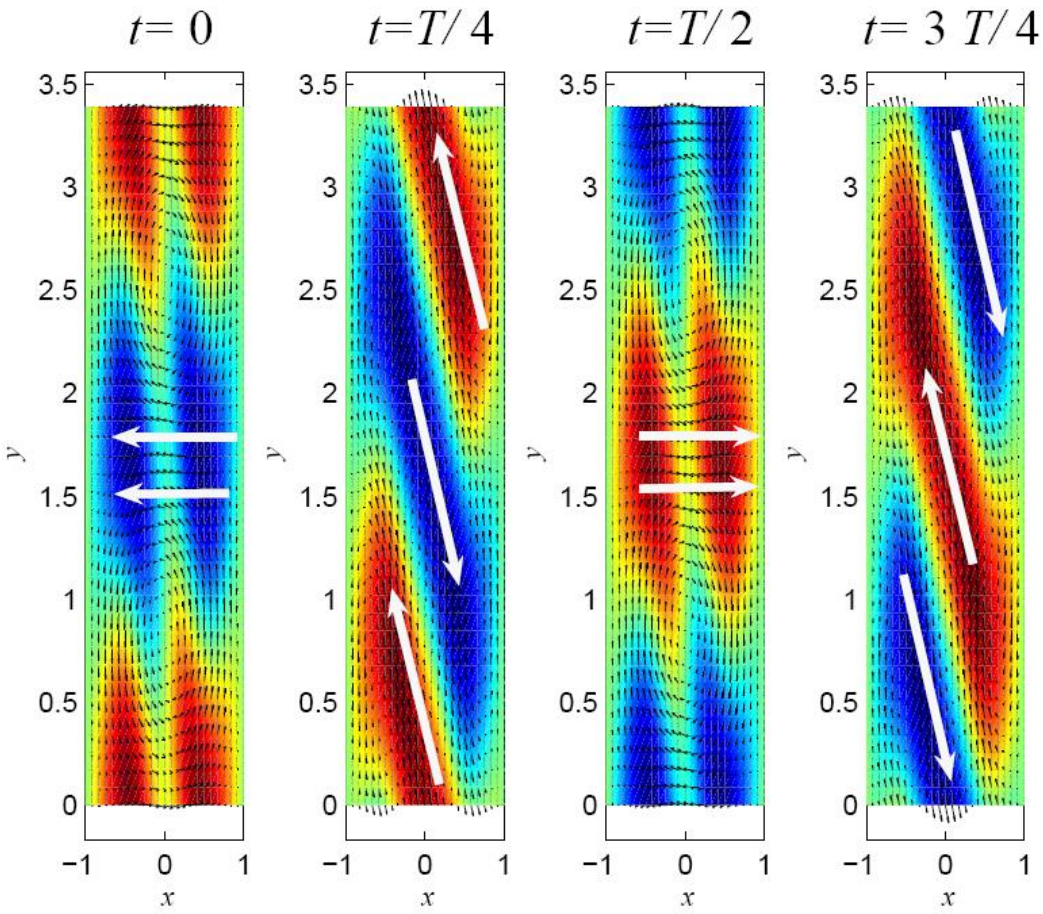
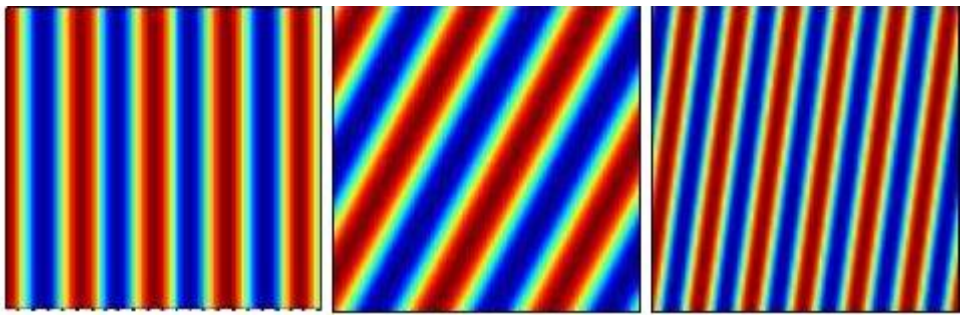


Рис. 3.5. Распределение полей скорости и температуры для режима термомагнитных волн

Как отмечается в [43], при взаимодействии стационарных конвективных валов с термомагнитной волновой модой могут наблюдаться нестационарные валиковые структуры. В зависимости от величины магнитного и гравитационного чисел Грасгофа в областях II+IV$_1$ и II+IV$_2$ на фоне вертикальных валов могут возникать наклонные валы с разными волновыми числами и углами наклона. Например, при $(Gr_m, Gr) = (15, 15)$ будут одновременно неустойчивы моды в виде стационарных вертикальных и наклонных валов с разной длиной волны (рис. 3.6).

Отметим, что при $Gr_m > 1.4$ доминирующей структурой во всем диапазоне исследованных параметров будет система вертикальных валов.



а) б) в)

Рис. 3.6. Распределение температуры вблизи холодной вертикальной широкой стенки: стационарные вертикальные (а) и нестационарные наклонные термомагнитные валы с углами наклона 62^0 (б) и 82^0 (в) к горизонту при (Gr_m, Gr) = (15, 15) [43]

3.2 Термомагнитная и термогравитационная конвекция в магнитном поле, направленном перпендикулярно слою

В этом разделе представлены экспериментальные результаты по исследованию взаимодействия термогравитационного и термомагнитного конвективных течений в вертикальном слое МЖ, помещенном в поперечное магнитное поле.

На рис. 3.7 и 3.8 приведены экспериментальные карты устойчивости первичного термогравитационного течения по отношению к термомагнитным валам для слоев с различной толщиной d. Диаграммы построены в переменных: ΔT – перепад температур между вертикальными широкими границами слоя и H – напряженность приложенного магнитного поля. Устойчивость первичного течения идентифицировалась по однородному температурному полю боковой поверхности слоя. Под воздействием магнитного поля течение теряло устойчивость, появлялись вертикальные термомагнитные валы, которые проявлялись на температурном поле боковой поверхности в виде вертикальных полос. Граница устойчивости определялась визуально, т.е. в процессе изменения управляющих параметров наблюдали появление валов пороговым образом. В области «I» рис. 3.7 и рис. 3.8 реализуется устойчивое термогравитационное подъемно-опускное течение. Схема этого течения показана на рис. 3.9а: нагретая жидкость поднимается вдоль горячей стенки (синий цвет), охлажденная жидкость опускается вдоль холодной стенки (коричневый цвет). В основном однородная окраска термочувствительной пленки для такого течения показана на рис. 3.10а. Визуализация выполнена со стороны холодной стенки, когда жидкость опускается вдоль прозрачного теплообменника. Изменение окраски вверху и внизу слоя (синяя полоса вверху и коричневая внизу) обусловлено вертикальной стратификацией температуры в слое вследствие ограниченной протяженности полости [130-132]. В области «II» обсуждаемых диаграмм на базовое течение накладывается термомагнитная конвекция в виде вертикальных валов (рис. 3.9б). Фотография термомагнитных валов

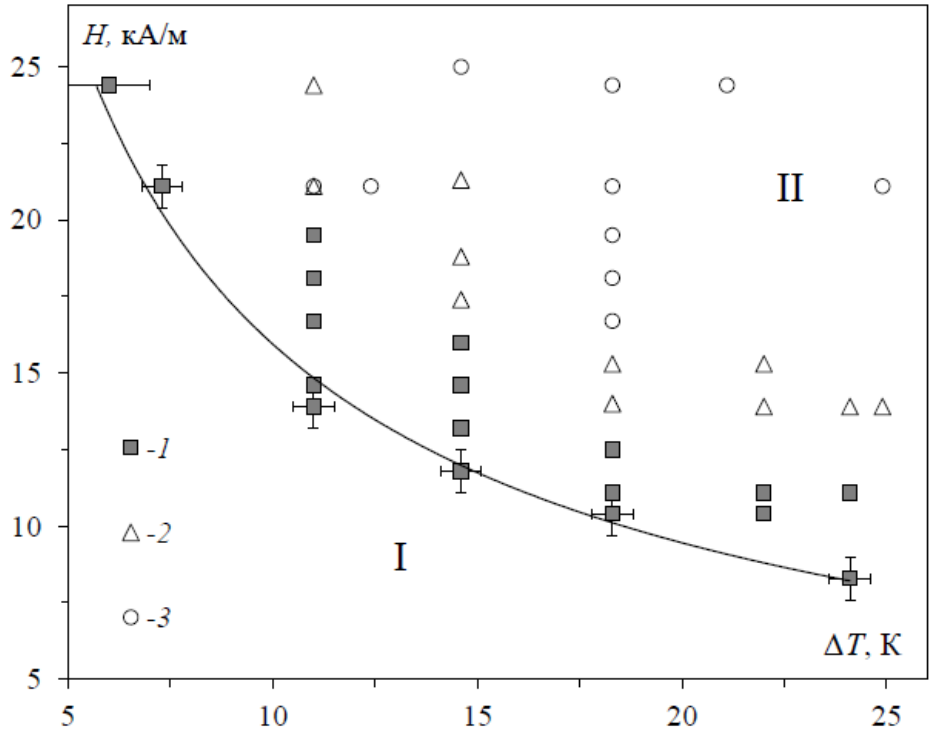


Рис. 3.7. Режимы конвективных движений в вертикальном слое МЖ во внешнем однородном поперечном магнитном поле: 1 – стационарные термомагнитные валы; 2 – нестационарные (с одной частотой) термомагнитные валы; 3 – нестационарные (с двумя частотами) термомагнитные валы (d = 6.0 мм); I – стационарное подъемно-опускное течение; II – термомагнитная конвекция.

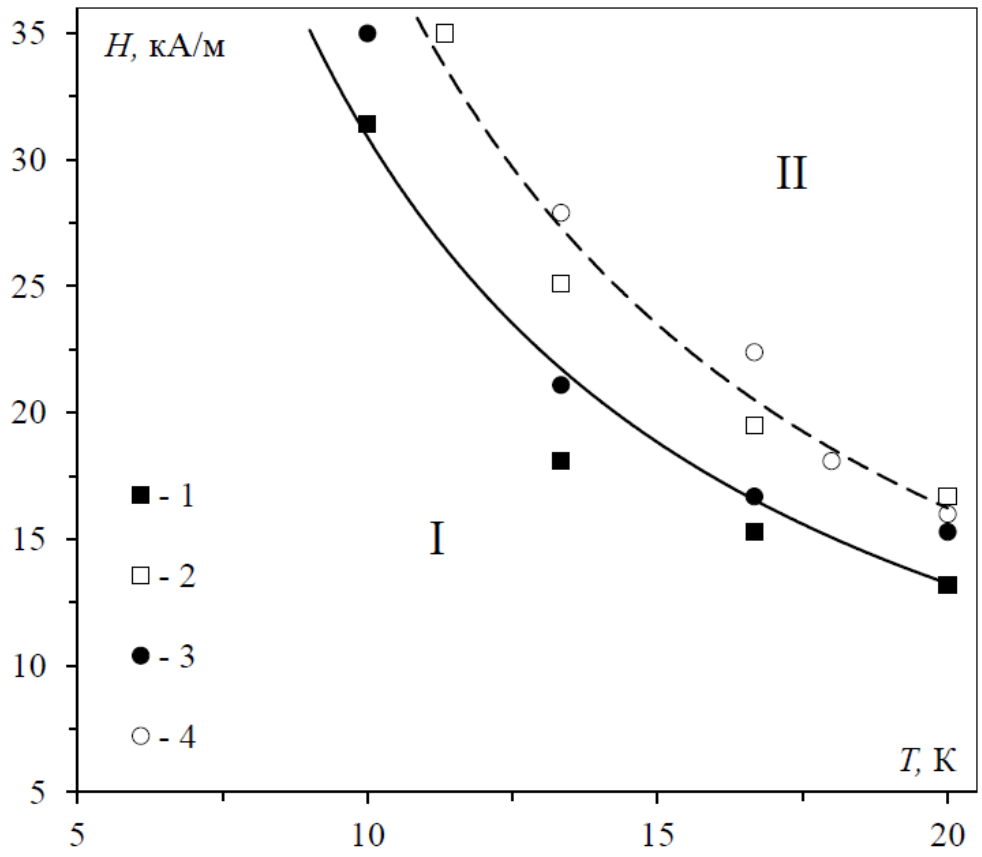
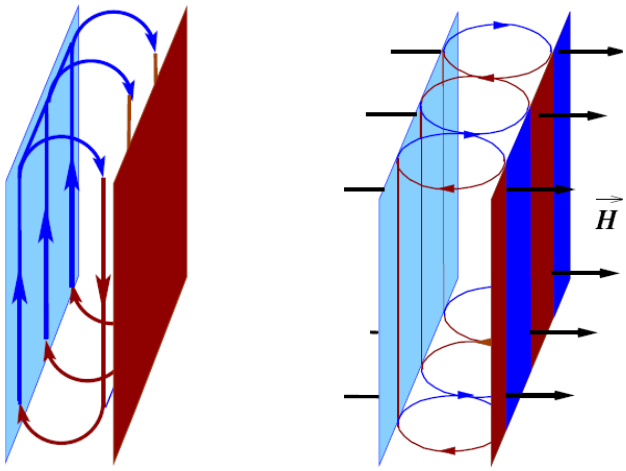
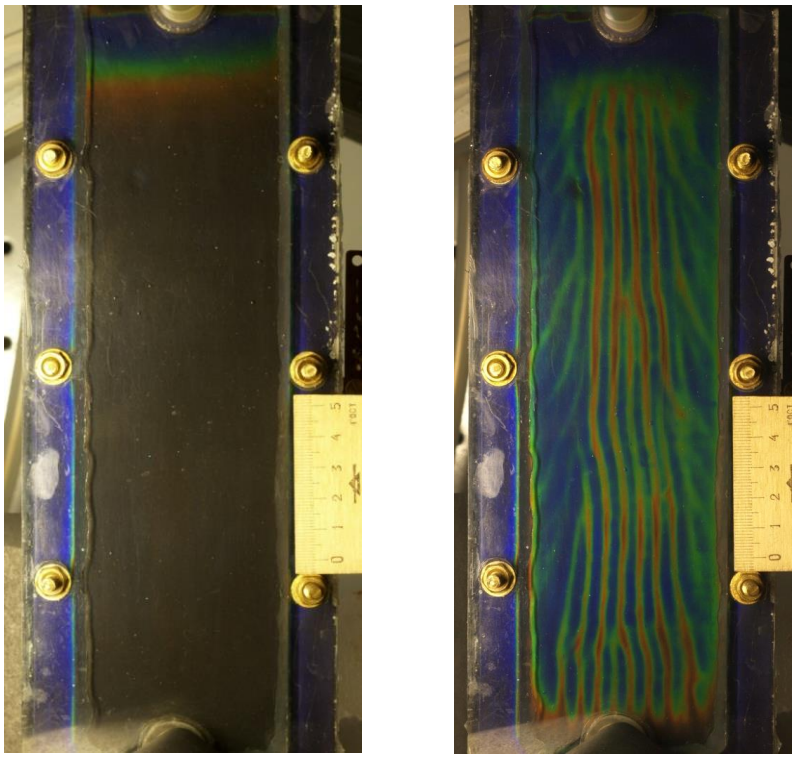


Рис. 3.8. Карта устойчивости первичного подъемно-опускного течения в поперечном магнитном поле для высоты слоя: 1, 2 – l = 250 мм; 3, 4 – l = 70 мм. Закрашенные символы соответствуют наблюдению за течением МЖ у холодной стенки в опускном потоке; пустые символы – за течением МЖ у горячей стенки в подъемном потоке (d = 4.0 мм); I – стационарное подъемно-опускное течение; II – термомагнитная конвекция.



(а) (б)

Рис. 3.9. Схемы конвективных движений: (а) - первичное подъемно-опускное термогравитационное течение; (б) - вторичное термомагнитное течение.



(а) (б)

Рис. 3.10. Распределение температуры на жидкокристаллической пленке у холодной стенки в опускном потоке при $\Delta T = 20$ К: (а) – первичное течение при $H = 0$; (б) – термомагнитные валы при $H = 25$ кА/м. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости фотографии в направлении от наблюдателя.

представлена на рис. 3.10б. Синяя полоса соответствует теплому конвективному потоку МЖ от нагретой стенки в направлении холодной стенки, а коричневая полоса отображает обратное движение холодных масс жидкости. Таким образом, мы наблюдаем вертикальные конвективные валы на фоне подъемно-опускного течения.

Карта устойчивости первичного термогравитационного течения для ячейки толщиной $d = 6.0$ мм и высотой 250 мм, показана на рис. 3.7. Измерения проводились на установке и по методике, описанной в разделе 2.4. В качестве управляющих параметров на карте устойчивости выбраны перепад температур ΔT и напряженность магнитного поля H. Гравитационное и магнитное числа Грасгофа зависят от указанных параметров следующим образом:

$$Gr \sim \Delta T,\ Gr_m \sim \Delta T^2 H^2 .$$

В экспериментах, в зависимости от заданных значений H и ΔT, наблюдались: первичное подъемно-опускное течение, стационарные вертикальные термомагнитные валы, суперпозиция стационарных и бегущих валов.

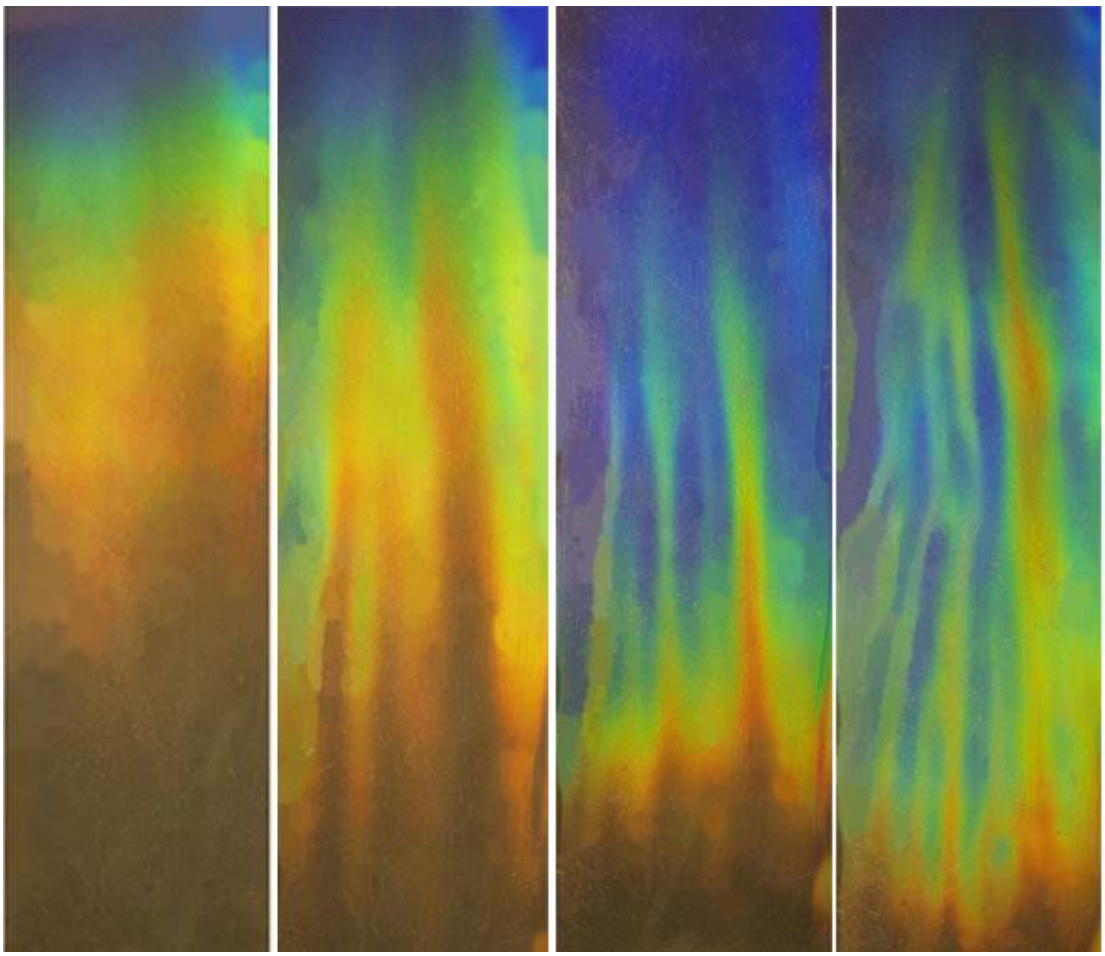
Точки, соответствующие возбуждению термомагнитной конвекции, определялись при пересечении критической кривой (рис. 3.7) по горизонтали ($H = \text{const}$) и по вертикали ($\Delta T = \text{const}$). При фиксированном значении H основной вклад в погрешность измерения критической температуры, равную ± 1 К, вносил «шаг» изменения температуры нагревателя – ± 0.7 К; погрешности измерительных приборов и термоиндикатора описаны в главе 2. При фиксированном ΔT погрешность определения критических значений напряженности магнитного поля составляла ± 0.7 кА/м и была связана с «шагом» изменения силы тока, протекающего в катушках Гельмгольца, и погрешностью приборов, указанной в разделе 2.4. Погрешности вдоль границы устойчивости первичного подъемно-опускного течения отмечены на рис. 3.7.

На рис. 3.11а представлено первичное подъемно-опускное течение. Разница температур между верхней синей областью, где накапливается теплая жидкость, и основным коричневым фоном, соответствующим менее нагретой жидкости, составляет 4 К. На следующих снимках (рис. 3.11б – г) видно, что по мере термомагнитного перемешивания вертикальная температурная неоднородность становится меньше, зона с холодной жидкостью сужается.

Первая термомагнитная мода неустойчивости течения, возбуждаемая в вертикальном слое, соответствует структуре в виде стационарных вертикальных валов (рис. 3.11б и квадраты на рис. 3.7), что согласуется с предсказаниями теории [43]. При увеличении H или ΔT на систему неподвижных вертикальных валов накладываются бегущие наклонные валы (треугольники и круги на рис. 3.7). В результате общее число конвективных валов увеличивается (рис. 3.11в, г). Согласно расчетам [43], такая структура формируется при суперпозиции стационарных вертикальных валов и термомагнитных волн с разными волновыми числами.

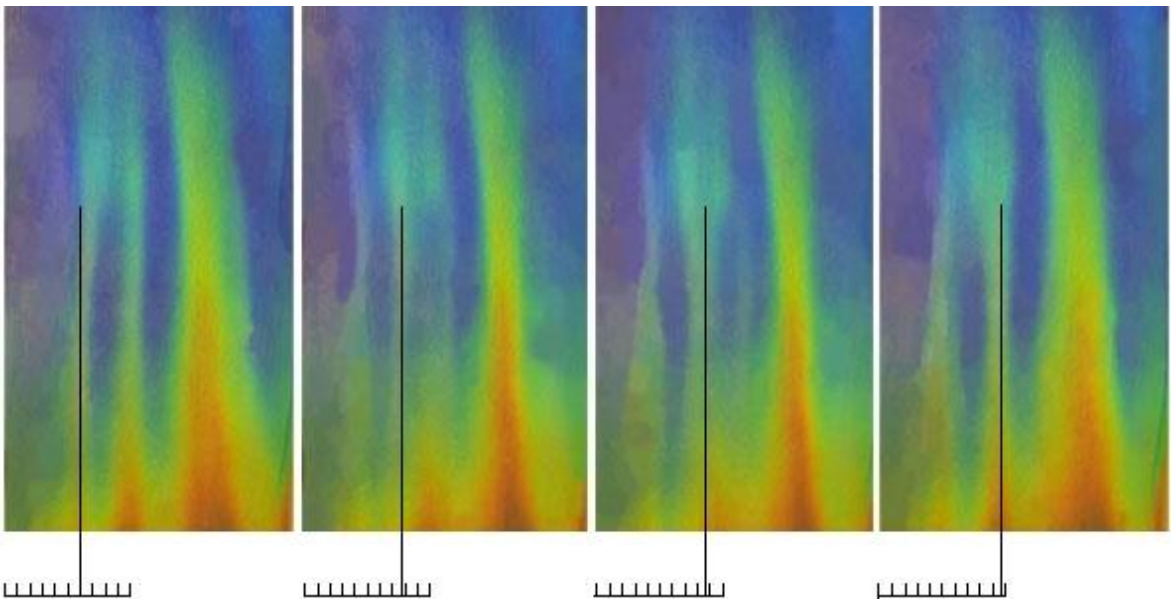
На рис. 3.12 отражена пространственно-временная эволюция структуры в области, отмеченной треугольниками на рис. 3.7. На фрагментах серии показана центральная зона слоя. На рис. 3.12а четыре протяженных синих полосы соответствуют шести конвективным валам. Затем на них накладывается волна, бегущая слева направо. Перемещение дополнительных 2-х валов, минимум которых отмечен вертикальной черной линией, отслеживается при помощи линейки. Скорость движения термомагнитных волн приблизительно 0.1 мм/с, что согласуется с расчетами [43]. При наложении волны на базисную систему валов период структуры может уменьшаться, например, на месте одной синей полосы (вторая справа, рис. 3.12а) появляется две (рис. 3.12в).

На рис. 3.13 показан режим из области, обозначенной кружками на рис. 3.7. На первом кадре серии показан полный вид структуры по высоте слоя; черными вертикальными стрелками обозначено расположение термопар.



(а) (б) (в) (г)

Рис. 3.11. Эволюция конвективных структур при фиксированной температуре ΔT = 18.3 К с увеличением приложенного магнитного поля H, кА/м: (а) 0; (б) 12; (в) 17; (г) 21 (d = 6.0 мм).



(а) (б) (в) (г)

Рис. 3.12. Нестационарные (с одной частотой) термомагнитные валы при ΔT = 22 К, H = 14 кА/м; время между кадрами (а) и (б) – 30 с; (б), (в), (г) – 20 с (d = 6.0 мм).

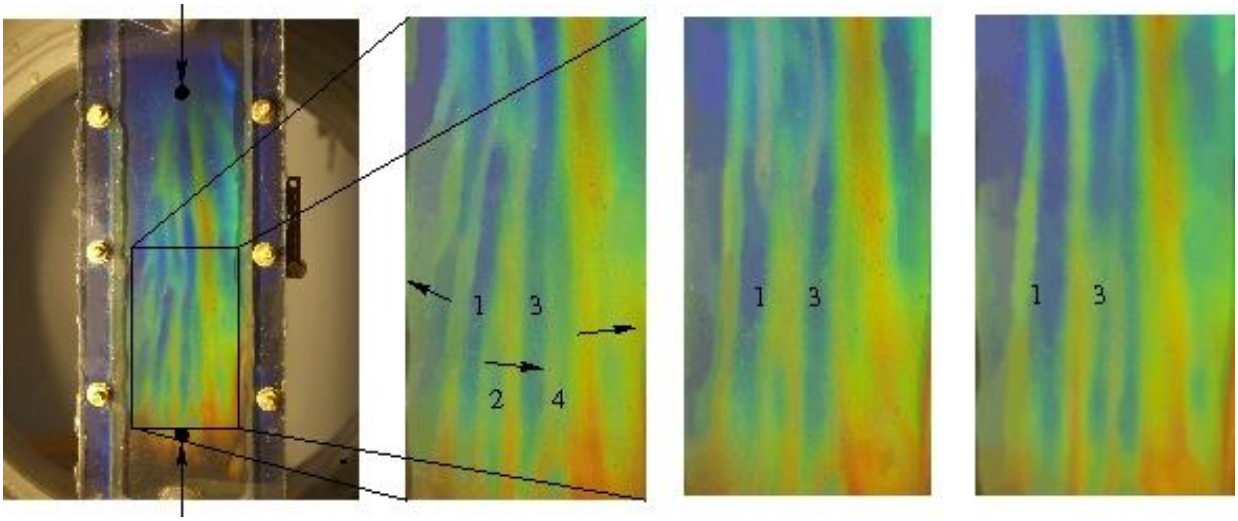


Рис. 3.13. Нестационарные (с двумя частотами) термомагнитные валы при ΔT = 18.3 К, H = 21 кА/м; время между кадрами 30 и 50 с. На увеличенном фрагменте стрелками показаны направления движения наклонных валов (d = 6.0 мм).

Пространственно-временная эволюция структуры в нижней увеличенной области снимка приводится справа. Следует заметить, что вертикальные стационарные валы, обозначенные как *1* и *3*, остаются по-прежнему доминирующими. В то же время появляются добавочные валы, дрейфующие в центральной части слоя слева направо. Качественно этот режим соответствует взаимодействию стационарных вертикальных валов и магнитных волн с разными волновыми числами. Длина волны бегущих валов в 1.5 – 1.8 раза меньше длины волны стационарных валов, что согласуется с теоретическими предсказаниями [43].

Как свидетельствуют видеозаписи, конвективные валы при ΔT = 18.3 К и H = 21 кА/м вблизи узких вертикальных границ полости движутся влево и вправо, стремясь выстроиться перпендикулярно боковым стенкам. Наклон валов вблизи границ конвективной камеры может быть вызван действием двух факторов: появление тангенциальной составляющей магнитного поля за счет преломления силовых линий поля вблизи границы раздела двух сред с различными магнитными свойствами [133], и действия силы трения на границах твердых стенок [118]. Оба фактора приводят к преимущественной переориентации конвекционных валов, так что их оси вращения приближаются к нормали относительно вертикальных стенок камеры.

Записи температуры с нижней термопары для серии режимов, представленных на рис. 3.11, приведены на рис. 3.14. Первый горизонтальный отрезок на рисунке 3.14а соответствует базовому течению при H = 0. Включение магнитного поля приводит к уменьшению перепада температуры внутри слоя жидкости – «ступень» вниз при H = 7 кА/м – вследствие «возмущающего» движения, индуцированного неоднородностями поля вблизи границ. Аналогичный скачок температуры при H = 10.4 кА/м соответствует переходу к качественно иной структуре – стационарным вертикальным термомагнитным валам.

При увеличении магнитного поля до 14 кА/м возникают колебания температуры с периодом около 480 с (рис. 3.14б).

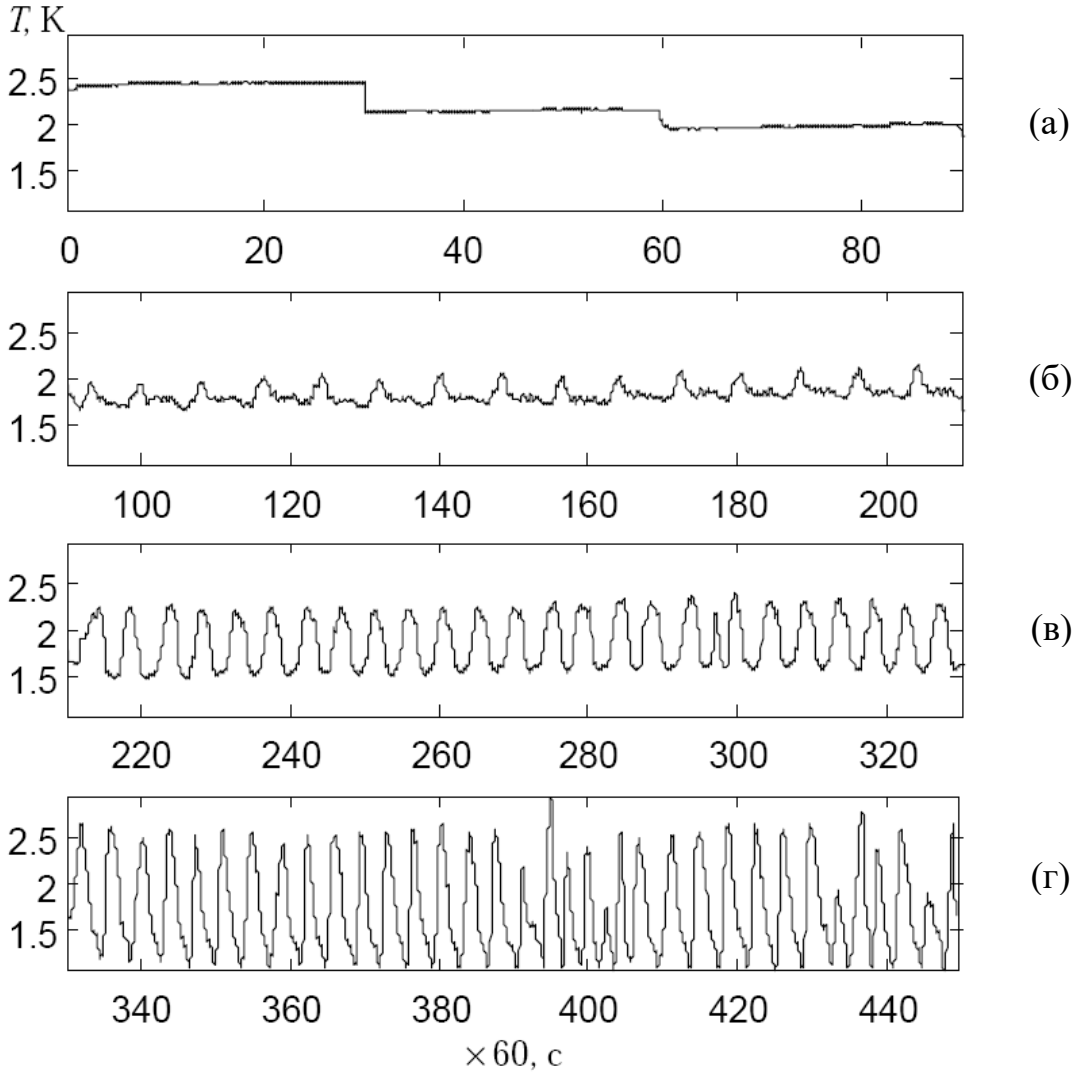


Рис. 3.14. Запись колебаний температуры, зарегистрированная при помощи термопары, размещенной в нижней части конвективной камеры при ΔT = 18.3 К: (а) H = 0; 7 и 10 кА/м; (б) H = 14 кА/м; (в) H = 17 кА/м; (г) H = 21 кА/м (d = 6.0 мм).

Нормированный энергетический спектр данного сигнала показан на рисунке 3.15а. На представленном Фурье-спектре основная гармоника имеет частоту $\nu_0 \approx 0.0021$ Гц. Следует отметить, что возникающие вследствие нелинейного взаимодействия супергармоники с частотами $2\nu_0$, $3\nu_0$ и $4\nu_0$ не отвечают физически различным модам. А пик около нулевой частоты соответствует медленному изменению средней амплитуды колебаний в результате нелинейного самовзаимодействия фундаментальной гармоники.

Таким образом, первая колебательная мода состоит из одной термомагнитной волны, что согласуется с теоретическими предсказаниями [43].

Последующее увеличение магнитного поля при фиксированной температуре на теплообменниках приводит к уменьшению периода сигнала до 290 с (рис. 3.14в) и качественному изменению Фурье-спектра (рис. 3.15б): вместо регулярно расположенных супергармоник наблюдается относительно широкая область частот вокруг основной частоты $\nu_0 \approx 0.0035$ Гц. Увеличение магнитного числа Грасгофа (вследствие роста H) оказывает двойной эффект на характеристики возмущений. С одной стороны, происходит расширение спектра возмущений вблизи основной частоты, с другой стороны, вследствие модуляционной неустойчивости полоса между боковыми частотами сжимается к базовой частоте ν_0.

При $H = 21$ кА/м сигнал становится модулированным (рис. 3.14г). Это соответствует появлению второй колебательной моды (термомагнитной волны) с близкой частотой. Фурье-спектр данного сигнала имеет два близко расположенных максимума, соответствующих частотам $\nu_1 \approx 0.0041$ Гц и $\nu_2 \approx 0.0047$ Гц вблизи основной частоты $\nu_0 = (\nu_1 + \nu_2)/2 \approx 0.0044$ Гц, отвечающей основному периоду 225 с (рис. 3.15в). Из выражения для частоты модуляции $\nu_m = (\nu_1 - \nu_2)/2 \approx 0.0003$ Гц получаем период модуляции примерно в 15 раз больший основного периода T_0. Таким образом, суммарное число валов при фиксированных значениях H и ΔT в колебательных режимах конвекции в

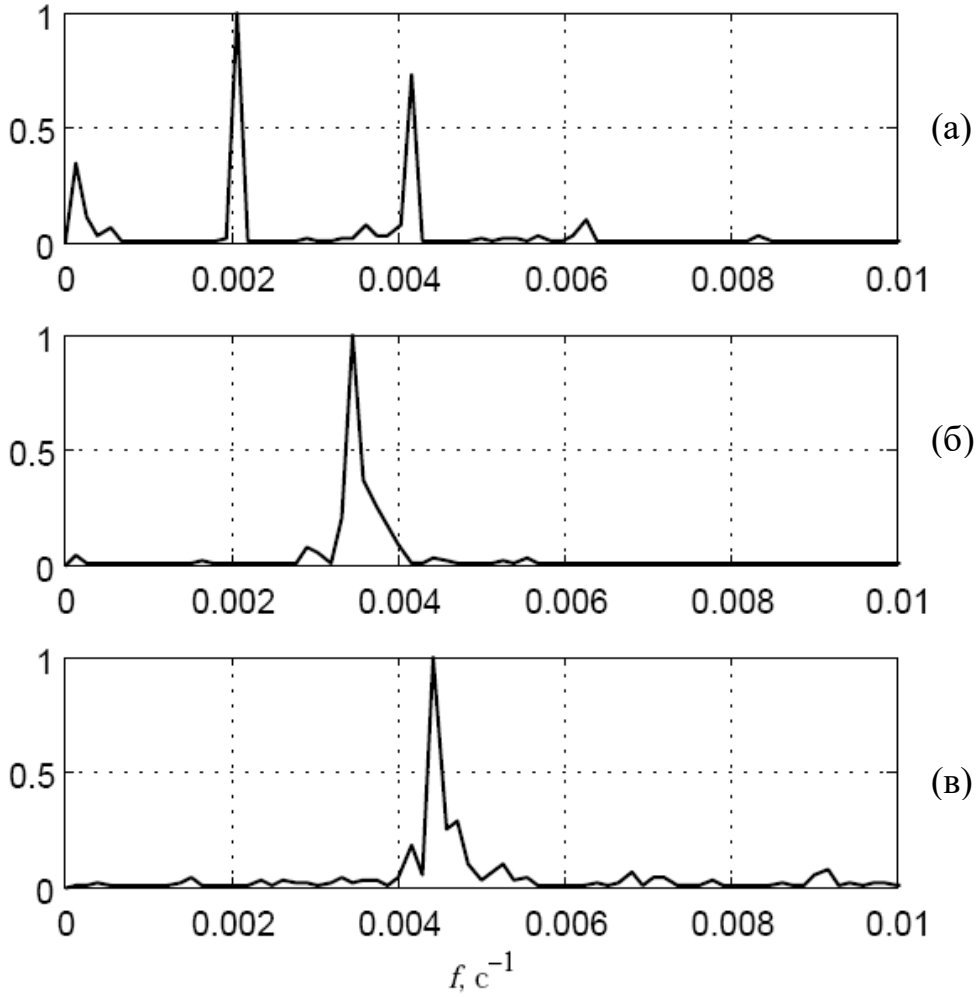
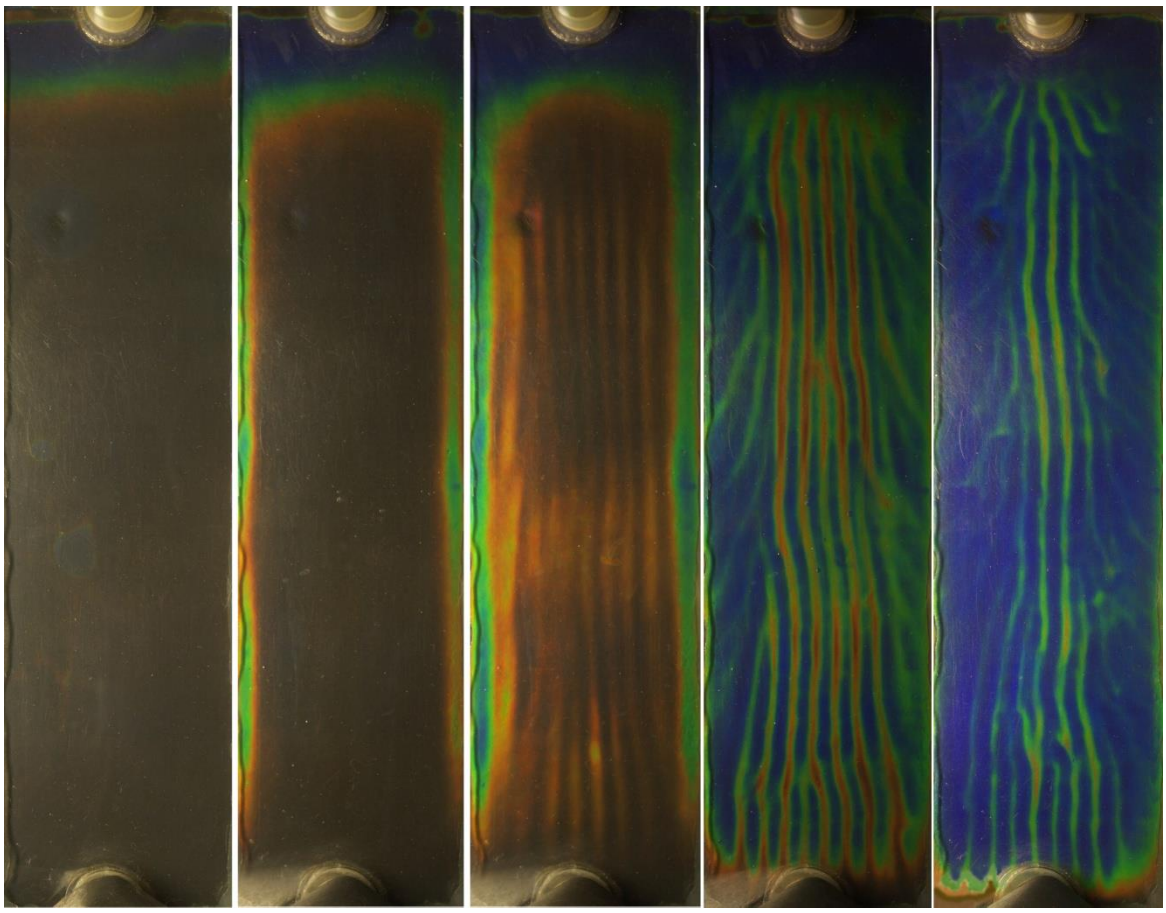


Рис. 3.15. Нормированный Фурье-спектр для колебаний температуры при ΔT = 18.3 К и H, кА/м: (а) 14; (б) 17; (в) 21 (d = 6.0 мм)

вертикальном слое МЖ может меняться вследствие модуляции амплитуды валов и появления дислокаций.

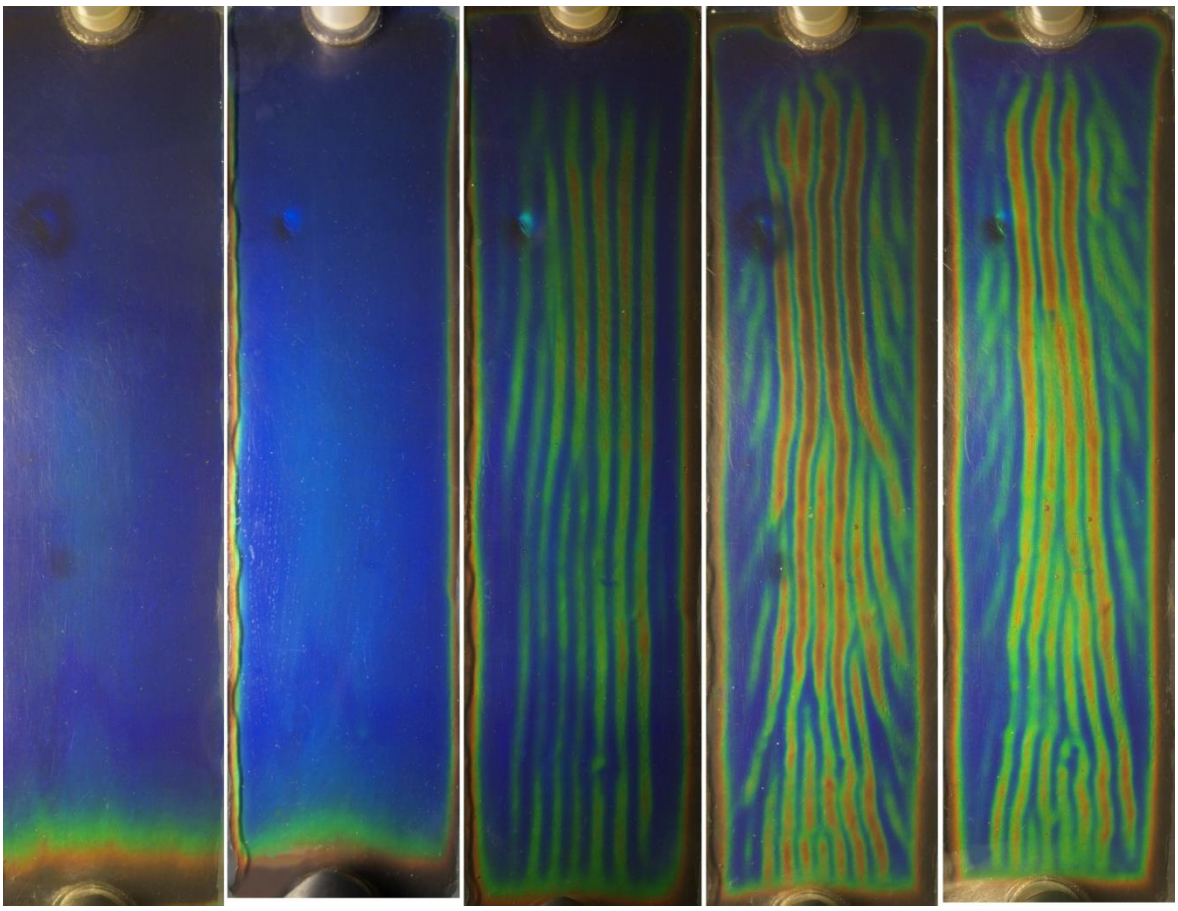
Рассмотрим влияние направления движения подъемно-опускного течения на форму и устойчивость конвективных структур в вертикальном слое (рис. 3.8).

Эволюция конвективных течений при фиксированном перепаде температуры $\Delta T = 20$ К между широкими боковыми границами слоя по мере увеличения приложенного магнитного поля для разных закруток подъемно-опускного длинноволнового течения представлена на рис. 3.16 и 3.17. При $H = 0$ на рис. 3.16а вдоль прозрачного теплообменника опускается холодная жидкость, чему соответствует коричневый цвет жидкокристаллической пленки (18 ^{0}С), а на рис. 3.17а вдоль прозрачного теплообменника поднимается теплая жидкость, и термоиндикатор имеет синий цвет (22 ^{0}С). При включении магнитного поля, недостаточного по величине для возбуждения термомагнитного движения по всей полости, на фотографиях (б) обеих серий вблизи боковых границ слоя появляются узкие вертикальные полоски зеленого (рис. 3.16) и коричневого (рис. 13.17) цветов. Такой теплоперенос у границ можно объяснить термомагнитной конвекцией вызванной градиентом H, связанным с искажением силовых линий магнитного поля при переходе из жидкого ферромагнетика в твердые немагнитные стенки [133]. При увеличении H (кадры (в)) вертикальные термомагнитные валы появляются по всему слою (схема течения – рис. 3.9б). С дальнейшим ростом H роль пограничных эффектов усиливается: площадь, занятая вертикальными валами, выстроенными вдоль первичного подъемно-опускного потока, уменьшается, а вблизи узких боковых границ наблюдаются наклонные валы, стремящиеся сориентироваться перпендикулярно стенке и вдоль оси «возмущающего» течения – снимки (г), (д). Концы наклонных валов, опирающихся на узкие боковые границы кюветы, периодически поднимаются вверх вдоль стенки; скорость их движения возрастает с увеличением магнитного поля.



(а) (б) (в) (г) (д)

Рис. 3.16. Изменение структуры конвективных течений по мере увеличения величины прикладываемого магнитного поля для ΔT = 20 К и H, кА/м: (а) 0; (б) 11; (в) 15; (г) 25; (д) 35. Визуализация течения у холодной стенки в опускном потоке в слое с d = 4.0 мм и высотой 250 мм.



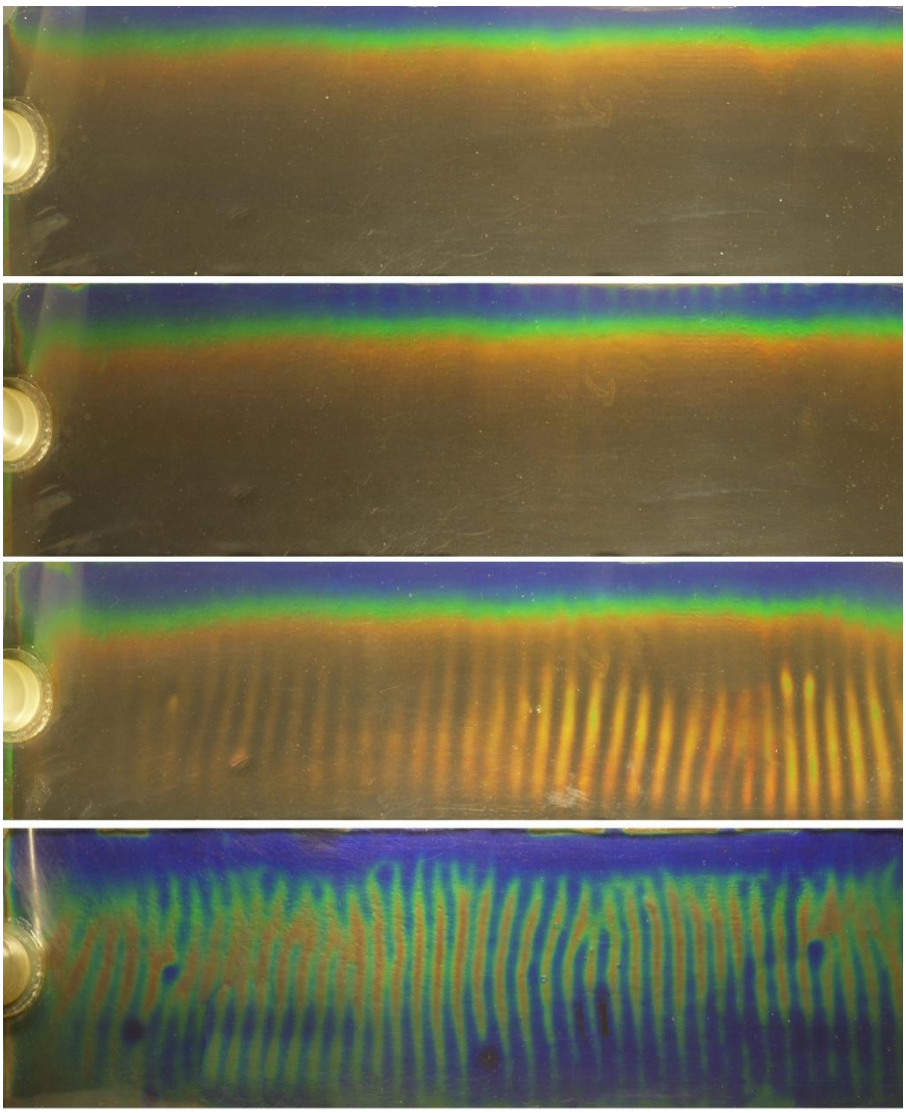
(а) (б) (в) (г) (д)

Рис. 3.17. Изменение структуры конвективных течений по мере увеличения величины прикладываемого магнитного поля для ΔT = 20 К и H, кА/м: а) 0; б) 13; в) 21; г) 31; д) 35. Вид течения у горячей стенки в подъемном потоке в слое с d = 4.0 мм и высотой 250 мм.

Независимо от знака применяемого поперечного градиента температуры и, следовательно, направления основного термогравитационного потока, валики у краев камеры движутся только вверх. Как обсуждалось в [82], одной из возможных причин такого своеобразного поведения может быть нарушение симметрии из-за нелинейности распределения намагниченности в слое, что приводит к преимущественному смещению термомагнитных конвективных структур неустойчивости к горячей стенке, где фоновый поток имеет восходящую скорость.

На рис. 3.18 показаны фотографии термомагнитных движений для слоя с $d = 4.0$ мм, высотой 70 мм и шириной 250 мм. Температурная стратификация МЖ в отсутствие магнитного поля представлена на рис. 3.18а. При наложении относительно небольшого магнитного поля термомагнитное движение сначала возникает вблизи верхней длинной границы слоя в виде коротких валиков, выстроенных перпендикулярно стенке (рис. 3.18б). В этой ситуации на ориентацию валиков в приграничной зоне основное влияние оказывают первичное подъемно-опускное течение и термомагнитный вал, индуцированный вертикальным градиентом напряженности вблизи узкой верхней границы. При дальнейшем увеличении H термомагнитная конвекция охватывает весь слой (рис. 3.18в). При максимальном значении H температурная стратификация МЖ по высоте (рис. 3.18а) размывается интенсивным термомагнитным течением (рис. 3.18г).

Рассмотрим, как высота слоя влияет на устойчивость. На рис. 3.8 представлена диаграмма конвективных движений в вертикальных обогреваемых сбоку слоях, одинаковой толщины $d = 4.0$ мм и с высотами $l = 250$ и 70 мм, в поперечном магнитном поле для разных направлений движения первичного подъемно-опускного потока. Как видно из рис. 3.8, разница критических перепадов температуры для символов, соответствующих разной высоте слоя (квадраты и круги), меньше разницы, связанной с изменением направления движения первичного течения (закрашенные и пустые символы). Следовательно, для слоя заданной толщины продольная



(а)

(б)

(в)

(г)

Рис. 3.18. Изменение структуры конвективных течений по мере увеличения величины прикладываемого магнитного поля для $\Delta T = 20$ К и H, кА/м: а) 0; б) 14; в) 21; г) 31. Течение у холодной стенки в опускном потоке в слое с $d = 4.0$ мм и высотой $l = 70$ мм.

температурная стратификация МЖ меньше влияет на порог возбуждения термомагнитной конвекции, чем направление движения основного потока. Отметим, что температура на широких границах слоя МЖ подбиралась так, чтобы жидкокристаллическая пленка имела температуру рабочего диапазона $17^0 \div 22^0$ С. В этом случае при опускном движении вдоль прозрачной границы средняя температура в слое МЖ всегда больше, чем в подъемном потоке. Например, при перепаде температуры между границами слоя $\Delta T = 20$ К разница между средней температурой в МЖ при разных направлениях подъемно-опускного потока составляет 10 К.

Вязкость жидкости-носителя при таких изменениях средней температуры МЖ отличается примерно на $10 \div 20$ %. Очевидно, что при уменьшении вязкости в случае опускного потока у холодной широкой боковой границы (темные символы на рис. 3.8) термомагнитное движение возбуждается при меньших перепадах температуры, поскольку магнитное число Грасгофа $Gr_m \sim (\Delta T/\eta)^2$.

Термомагнитное движение в виде вертикальных валов в слое толщиной 4.0 мм было нестационарным. На записи температурного сигнала (рис. 3.19а), регистрируемого при помощи помещенной сбоку термопары, отражен момент возникновения термомагнитной конвекции. Спустя 15 мин. после включения магнитного поля $H = 17$ кА/м индуцируются несинусоидальные колебания с амплитудой ~ 0.1 К. При увеличении магнитного поля на 1 кА/м колебания становятся квазигармоническими, и их амплитуда возрастает в 2 раза (рис. 3.19б, до момента времени 120 мин.). Дальнейший рост магнитного поля приводит к изменению формы колебаний: в максимумах появляется добавочный пик (рис. 3.19б, после 120 мин.). Начиная с $H = 21$ кА/м, колебания становятся сильно несинусоидальными (рис. 3.19в), и в максимальных магнитных полях их амплитуда примерно в 10 раз превышает ее значение у порога конвекции (рис. 3.19г).

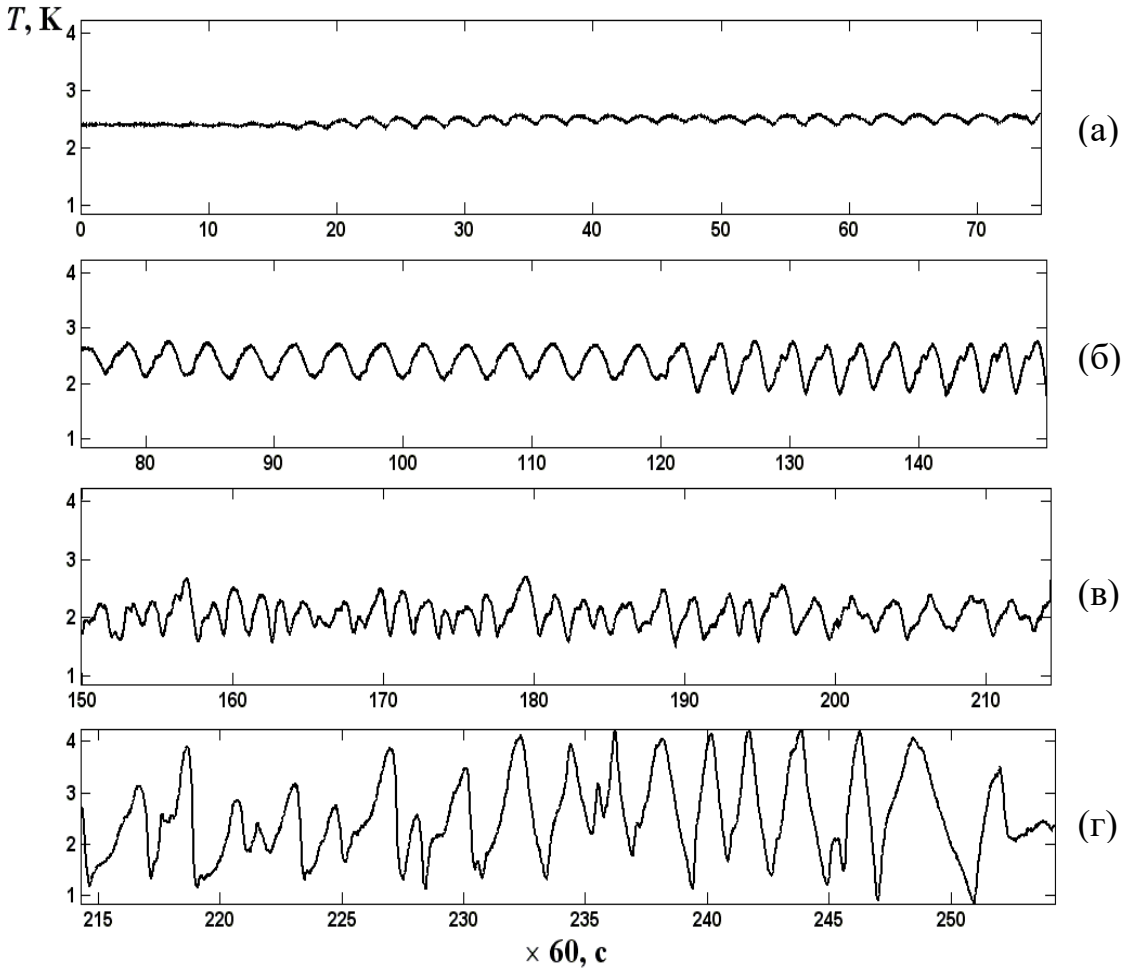


Рис. 3.19. Запись колебаний температуры, зарегистрированная при помощи термопары при ΔT = 16.7 К и H, кА/м: (а) 17; (б) 18 и 20; (в) 21; (г) 32 (d = 4.0 мм, высота l = 70 мм).

Энергетические спектры сигналов показаны на рис. 3.20. Нормировка коэффициентов Фурье проведена так, что их максимальная абсолютная величина равна единице.

На Фурье-спектре, соответствующем $H = 17$ кА/м, частота колебаний равна $\nu_0 \approx 0.0071$ Гц, период – $T_0 \approx 150$ с (рис. 3.20а). При увеличении магнитного поля частота сначала уменьшается до $\nu_0 \approx 0.0050$ Гц ($H = 18$ кА/м, рис. 3.20б), а затем снова начинает нарастать - $\nu_0 \approx 0.0060$ Гц ($H = 20$ кА/м, рис. 3.20в).

В случае модулированного сигнала при $H = 21$ кА/м Фурье-спектр имеет два близко расположенных пика (рис. 3.20г), соответствующих частотам $\nu_1 \approx 0.0065$ Гц и $\nu_2 \approx 0.0088$ Гц вблизи основной частоты $\nu_0 = (\nu_1 + \nu_2)/2 \approx 0.0077$ Гц, что означает появление второй колебательной моды с близкой частотой. Из выражения для частоты модуляции $\nu_m = (\nu_1 - \nu_2)/2 \approx 0.00055$ Гц получаем период модуляции, примерно в 14 раз больший основного периода T_0.

Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к уменьшению основной частоты $\nu_0 \approx 0.0071$ Гц ($T_0 \approx 150$ с) и периода модуляции $T_m = 5T_0$ (рис. 3.20д).

Таким образом, несущая частота в представленном опыте при возникновении конвекции ($H = 17$ кА/м) и в случае максимального приложенного поля ($H = 32$ кА/м) имеет одинаковое значение $\nu_0 \approx 0.0071$ Гц.

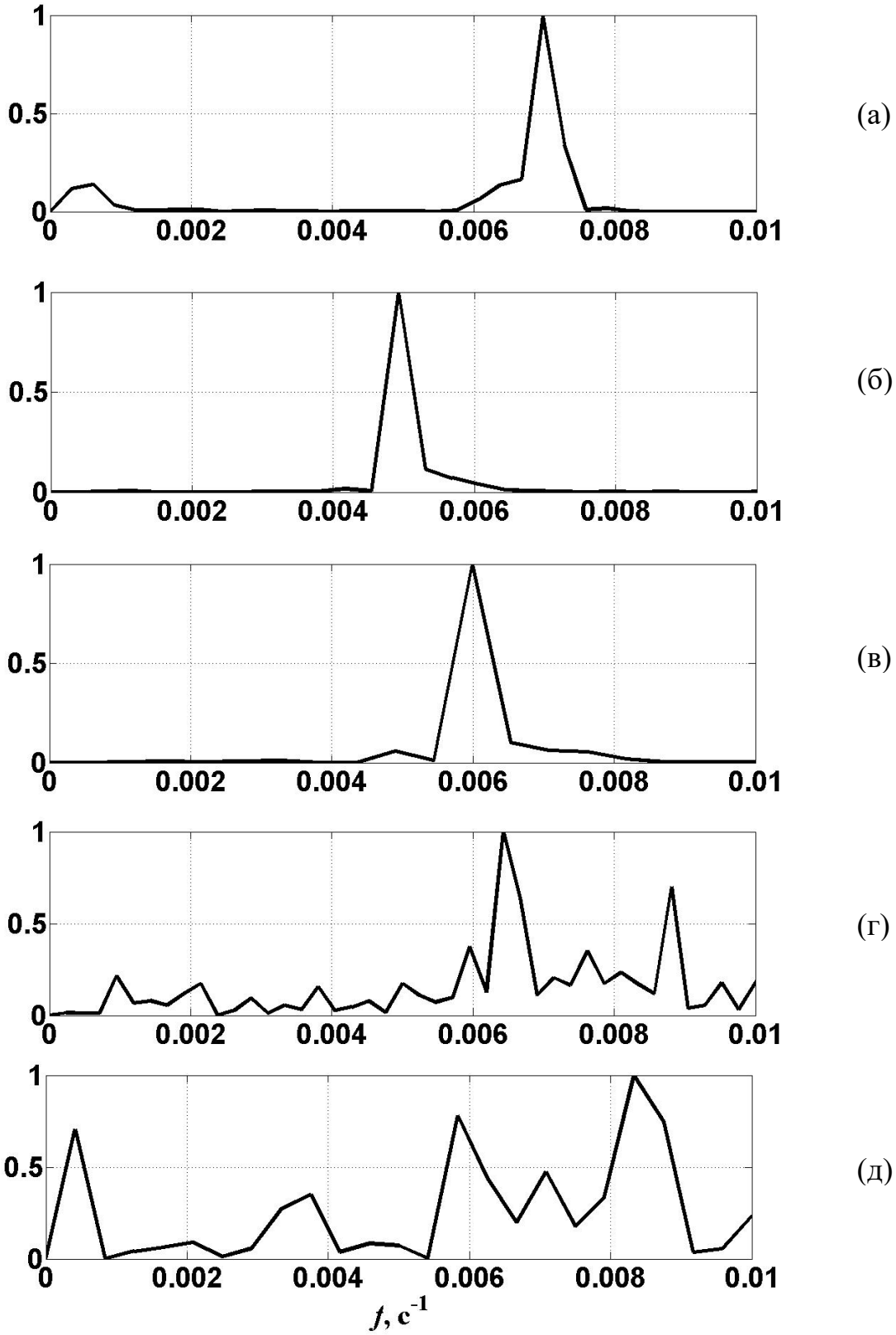


Рис. 3.20. Нормированный Фурье-спектр для колебаний температуры при ΔT = 16.7 К и H, кА/м: (а) 17; (б) 18; (в) 20; (г) 21; (д) 32 (d = 4.0 мм, высота l = 70 мм).

3.3 Влияние термомагнитного механизма на устойчивость термогравитационной конвекции в наклонном магнитном поле

В данном разделе рассматривается случай, когда вектор $\vec{H}$ находится в горизонтальной плоскости, но направлен под углом α по отношению к широкой вертикальной боковой границе слоя. Теперь в жидкости есть нормальная H_n и тангенциальная H_τ компоненты поля. В работах [75, 79, 99] показано, что когда градиент магнитного поля направлен по касательной к слою перпендикулярно температурному градиенту, магнитное поле не оказывает влияния на порог неустойчивости, но может менять структуру конвективных течений. Такое поле снимает вырождение по направлениям конвективных валов, выстраивая их параллельно вектору $\vec{H}$. Если градиент поля нормален к слою, то, как это описано в разделе 3.1, 3.2, основное подъемно-опускное течение теряет устойчивость относительно вертикальных термомагнитных валов. Таким образом, в данной задаче можно одновременно наблюдать действие двух механизмов неустойчивости, связанных с нормальной и тангенциальной компонентами вектора напряженности $\vec{H}$. Меняя угол наклона вектора $\vec{H}$ по отношению к слою, можно менять соотношение вкладов каждого из механизмов.

Границы устойчивости термогравитационного течения в наклонном магнитном поле в зависимости от приложенного перепада температур и напряженности внешнего магнитного поля показаны на рис. 3.21. Граничные линии проведены для углов наклона α от 0 до 20°. Результаты получены по методике, описанной в разделе 2.3.

Рис. 3.21 наглядно демонстрирует, что имеются три управляющих параметра, меняя которые можно добиться стабилизации или дестабилизации термогравитационного течения. Это разность температур ΔT между плоскостями слоя, величина поля H и угол наклона поля α. Зафиксировав два любых параметра, и меняя третий можно вызвать появление термомагнитных валов или их исчезновение.

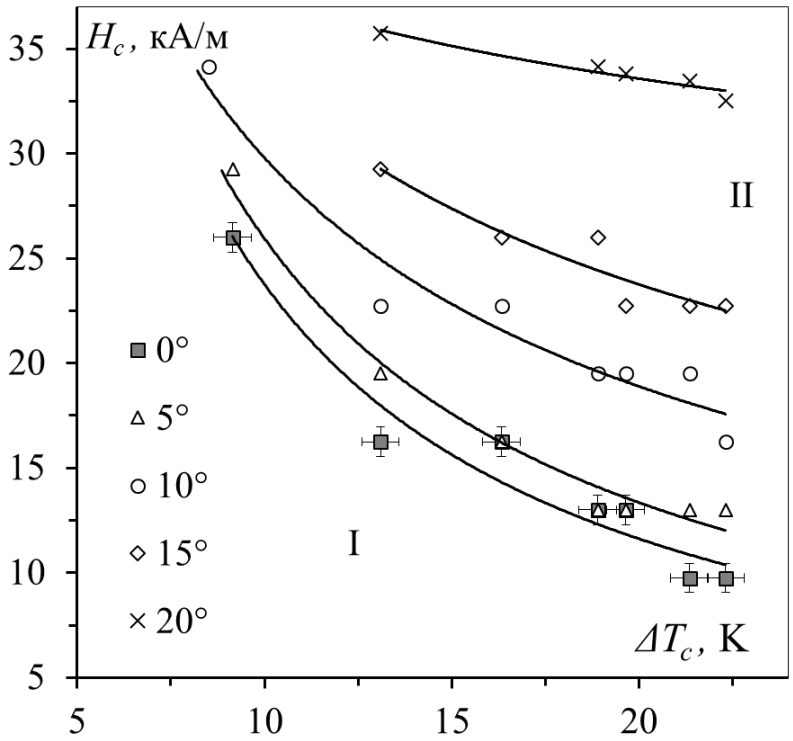


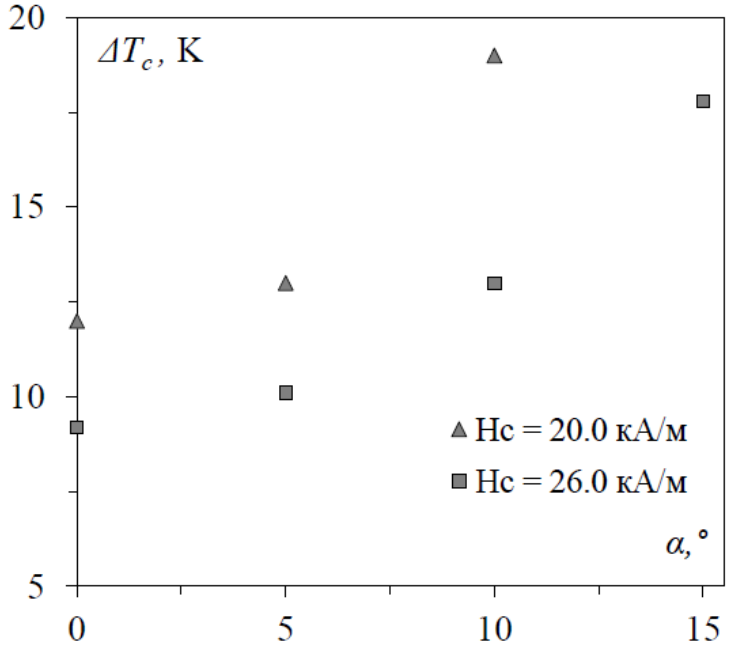
Рис. 3.21. Границы устойчивости конвективных течений в вертикальном слое магнитной жидкости во внешнем однородном магнитном поле при различных углах наклона вектора поля (d = 6.0 мм); I – стационарное подъемно-опускное течение; II – термомагнитная конвекция.

Соответствующие горизонтальные и вертикальные срезы диаграммы приведены на рис. 3.22. Например, при фиксированном значении магнитной напряженности $H_c = 26.0$ кА/м (рис. 3.22а) в поперечном магнитном поле ($\alpha = 0$) термомагнитные валы возникают при $\Delta T_c = 9.2$ К, а при наклоне магнитного поля на $\alpha = 15°$ – только при $\Delta T_c = 17.8$ К.

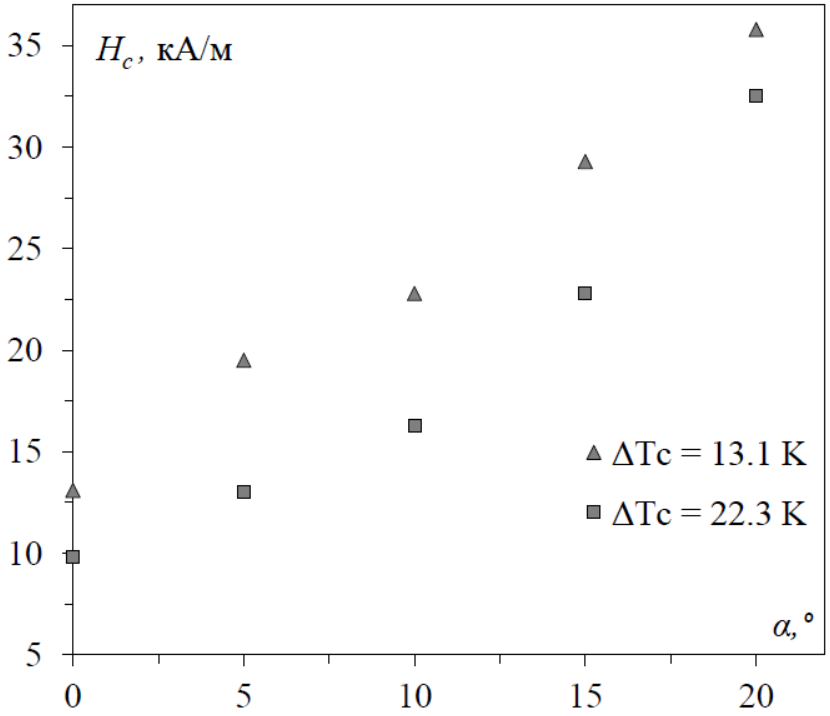
При максимально возможном на нашей установке значении магнитной напряженности $H = 35.0$ кА/м и $\alpha \geq 15°$ индуцировать термомагнитное течение не удалось при $\Delta T \leq 13$ К.

Приблизительно трехкратная стабилизация течения в наклонном магнитном поле наблюдается при разности температур $\Delta T_c = 22.3$ К (рис. 3.22б). Если магнитное поле перпендикулярно широким граням слоя $\alpha = 0°$, то термомагнитные валы возникают при $H_c > 9.8$ кА/м. Наклонное поле $\alpha = 20°$ генерирует валы только при $H_c > 30.5$ кА/м. Согласно расчетам [82] такой эффект связан с двумя основными причинами: геометрическим уменьшением дестабилизирующей нормальной составляющей магнитного поля и нелинейностью распределения намагниченности МЖ.

Термомагнитные валы, появившиеся после потери устойчивости, не являются стационарными (рис. 3.23). В центральной части конвективной камеры валы совершают колебания влево и вправо, постепенно смещаясь ближе к вертикальным границам кюветы, при этом из-за наклона магнитного поля валы в среднем движутся к границе, у которой линии магнитной индукции преломляются сильнее. Вблизи границ, как отмечалось в разделе 3.2, конвективные валы также наклоняются и движутся всегда вверх. Чтобы показать движение конвективных валов, на представленной серии фотографий крестиком отмечена фиксированная координата и цифрами отмечены три вертикальные полосы. Каждой зеленой полосе соответствует течение от горячей пластины в направлении холодной двух соседних конвективных валов. Для синих полос – наоборот. На первой фотографии метка совпадает с полосой 1, что соответствует максимуму температуры (рис. 3.23а).

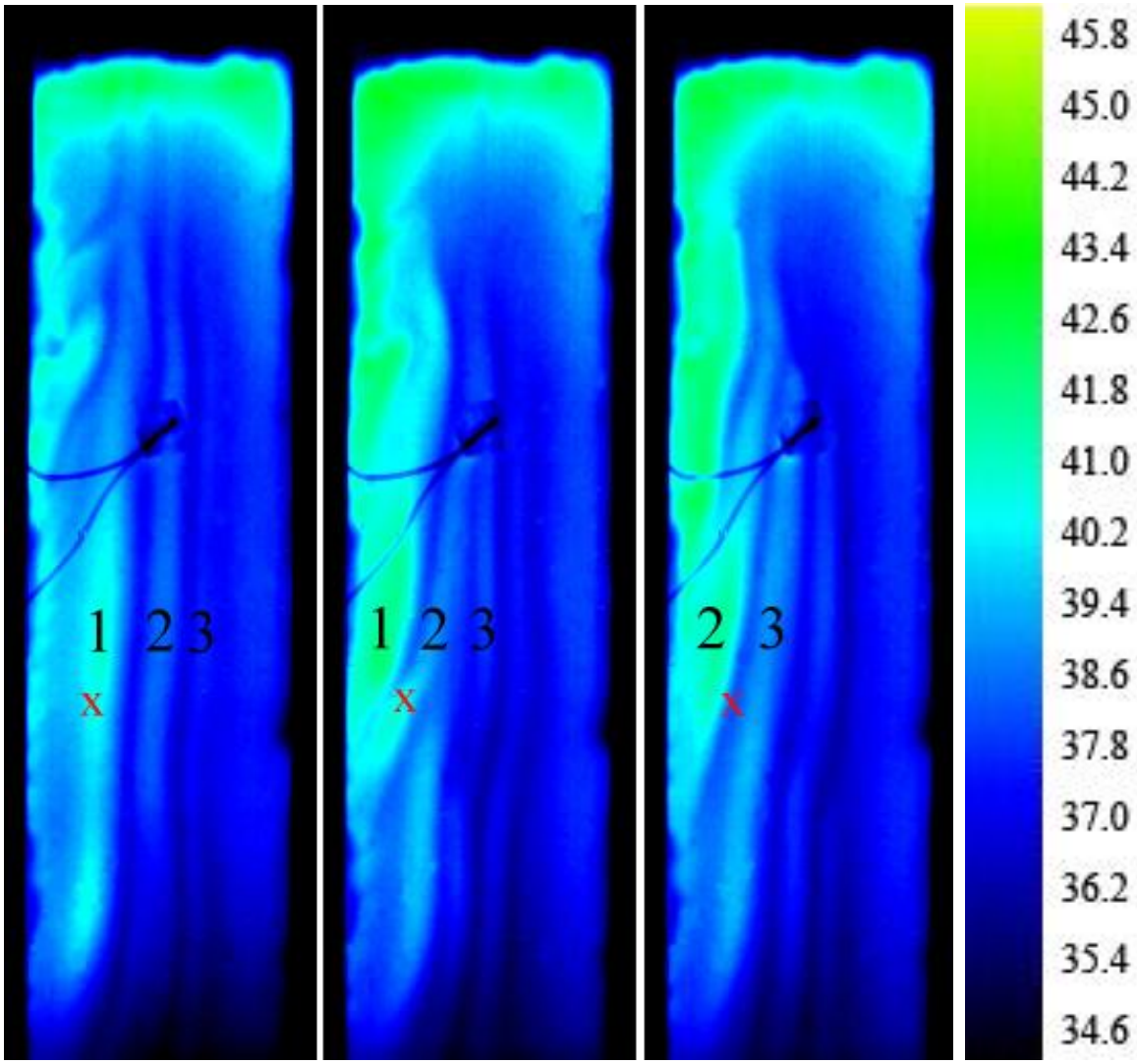


а)



б)

Рис. 3.22. Зависимость критического перепада температур (а) и зависимость критической напряженности магнитного поля (б) от угла наклона магнитного поля



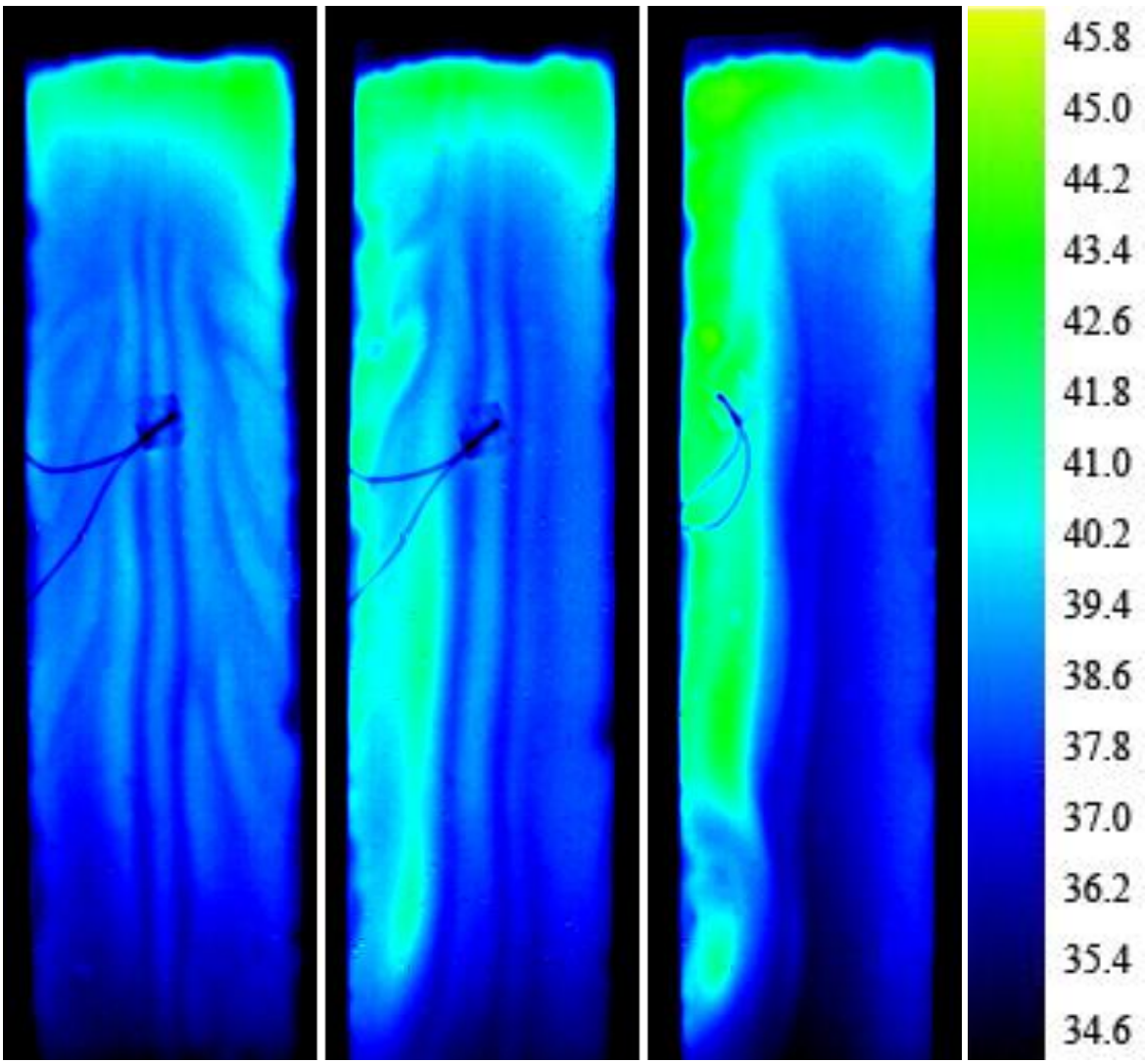
а) б) в) г)

Рис. 3.23. Пространственно-временные изменения структуры конвективных течений при $\Delta T = 18.9$ К, $H = 34$ кА/м и $\alpha = 10°$. Время между кадрами 80 с. Справа представлена цветовая градуировка температуры, задаваемая тепловизором (г).

В следующий момент времени температура в этой точке не меняется, но происходит смещение полос и изгиб вертикальной полосы 2 (рис. 3.23б). А затем (рис. 3.23в) в данной точке пространства возникает минимум температуры, отвечающий течению от холодной пластины в направлении горячей. Таким образом, за 160 с, происходит смещение валов на расстояние 16 мм. Размер полосы равен ширине конвективного вала 6 мм. Горизонтальная скорость движения валов в центре слоя составила порядка 0.1 мм/с, наклонных валов вблизи узких боковых границ – 1 мм/с.

Изменение структуры конвективных течений при увеличении угла α для фиксированного перепада температур и напряженности поля представлено на рис. 4. В случае $\alpha = 0°$ термомагнитное течение представляет собой систему нестационарных вертикальных в центральной части слоя и наклонных валов вблизи боковых границ (рис. 3.24а), т.е. структуры течения подобны структурам, описанным в разделе 3.1, 3.2.

Когда внешнее магнитное поле приложено под углом и силовая линия наклонена в сторону правой боковой стенки, становится заметным еще одно примечательное свойство результирующего потока: термомагнитные валы возникают сначала у левой вертикальной границы (рис. 3.24б, в). Если силовая линия поля наклонялась в сторону левой стенки, валы возникали сначала у правой стенки. Это можно попытаться объяснить следующим образом – вблизи стенок слоя в жидкости силовые линии магнитного поля искажаются (рис. 3.25). В изотермической, однородно намагниченной жидкости силовые линии, втягиваясь в магнетик, сохраняют симметрию относительно широких границ слоя (пунктирные линии на рис. 3.25). Однако, когда к слою прикладывается перепад температур, симметрия нарушается, т.к. касательная компонента поля вблизи холодной стенки больше, чем у горячей стенки (сплошные линии на рис. 3.25). Поэтому средняя компонента поля H'_τ отлична от нуля и направлена, как показано на рисунке.



а) б) в)

Рис. 3.24. Пространственно-временные изменения структуры конвективных течений при ΔT = 18.9 К и H = 34 кА/м с увеличением α от (а) 0° до (б) 10° и до (в) 20°

Когда прикладывается наклонное поле, тангенциальная составляющая которого направлена, справа налево, асимметрия усиливает H'_τ у правой границы и ослабляет H'_τ вблизи левой. Нормальная компонента поля, наоборот, будет больше слева, чем справа, поэтому термомагнитные валы появляются вблизи левой границы полости раньше (рис. 3.24б). Из-за описанной асимметрии, термомагнитные валы в правой и центральной частях слоя при $\alpha = 20°$ почти полностью исчезали (рис. 3.24в).

Сказанное подтверждается изменением структуры температурного поля (рис. 3.26). В случае перпендикулярно направленного поля структуры у левой и правой границы симметричны (рис. 3.26б). При наклоне магнитного поля симметрия нарушается: у левой границы мы видим интенсивную термомагнитную конвекцию, в то время как справа термомагнитные валы отсутствуют (рис. 3.26в).

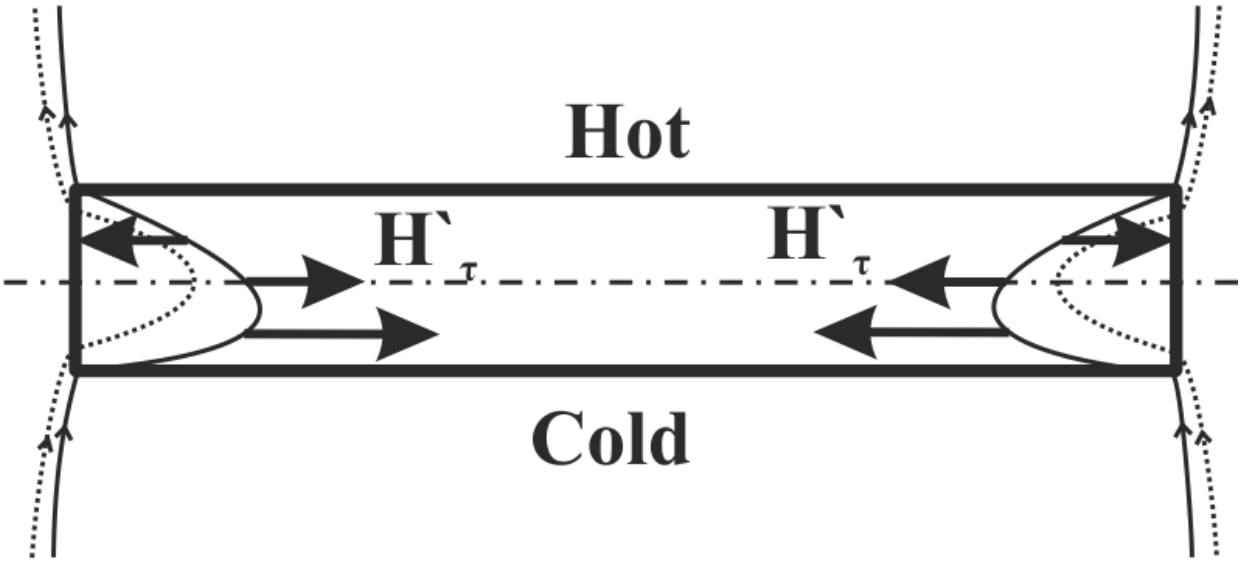
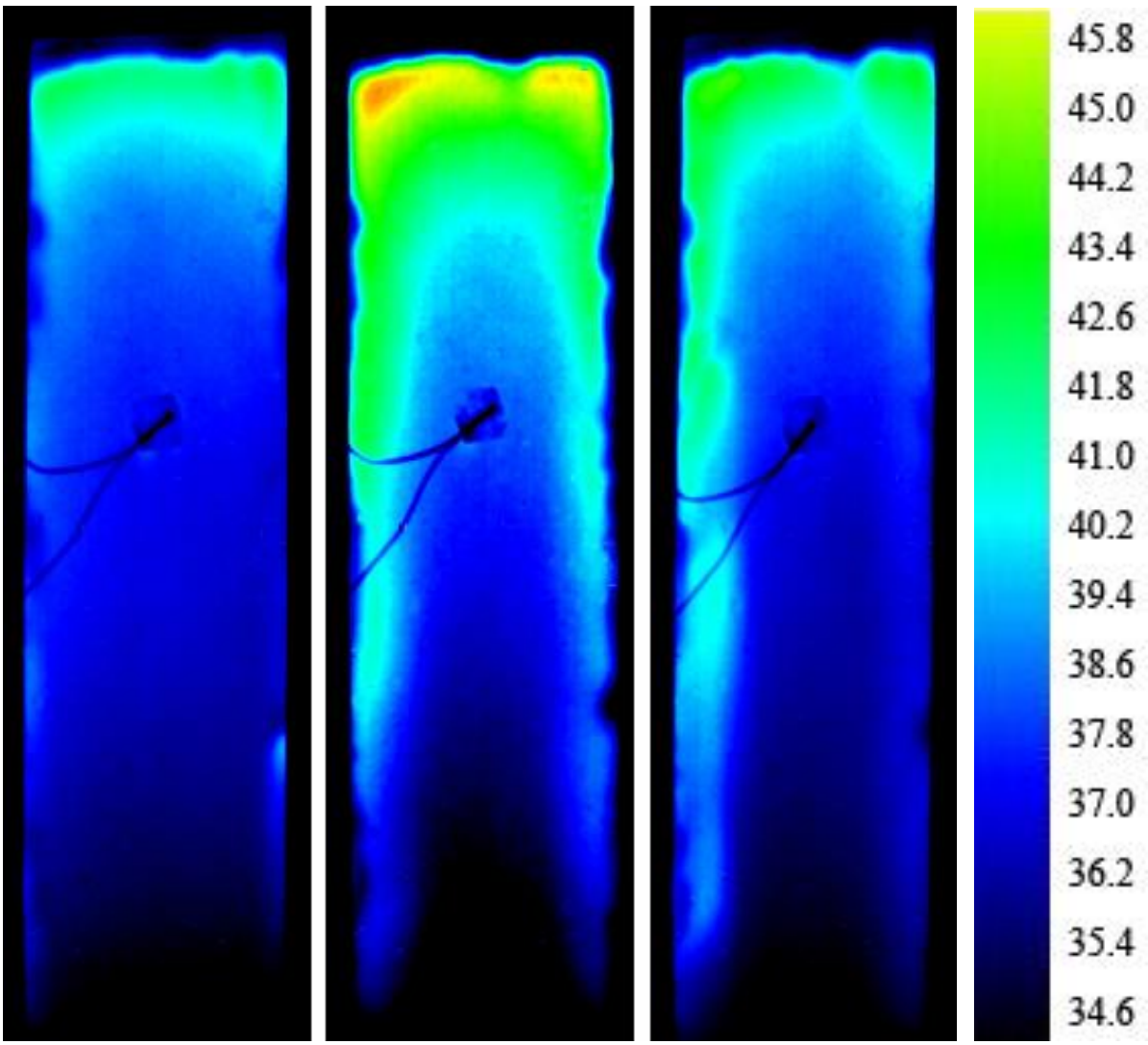


Рис. 3.25. Втягивание силовых линий нормального магнитного поля вблизи боковых границ слоя жидкости [133] (схематический вид сверху). H'_τ – усредненная тангенциальная составляющая магнитного поля вблизи краев дифференциально нагретого слоя жидкости.



а) б) в)

Рис. 3.26. Поле температуры при ΔT = 18.9 К для (а) α = 0, H = 0; (б) α = 0, H = 9.8 кА/м; (в) α = 15∘, H = 9.8 кА/м.

На рис. 3.27 показано изменение конвективных структур при постепенном уменьшении величины приложенного магнитного поля от 34.1 кА/м до 16.3 кА/м для фиксированного перепада температур 18.9 К и угла наклона $\alpha = 10°$. Из рисунка видно, что уменьшение величины внешнего магнитного поля приводит к полной стабилизации термогравитационного потока, аналогично тому, как это наблюдалось с увеличением угла наклона поля, при фиксированном H. Причем восстановления структуры основного потока можно добиться как за счет наклона поля, так и за счет уменьшения его величины.

При обработке экспериментальных данных удалось заметить, что все три критических управляющих параметра в наших экспериментах ΔT_c, H_c и α можно объединить на одной линии, разделяющей области подъемно-опускного термогравитационного течения и течения, осложненного термомагнитными валами. Учитывая, что в небольших полях $M \sim H$ можно заметить

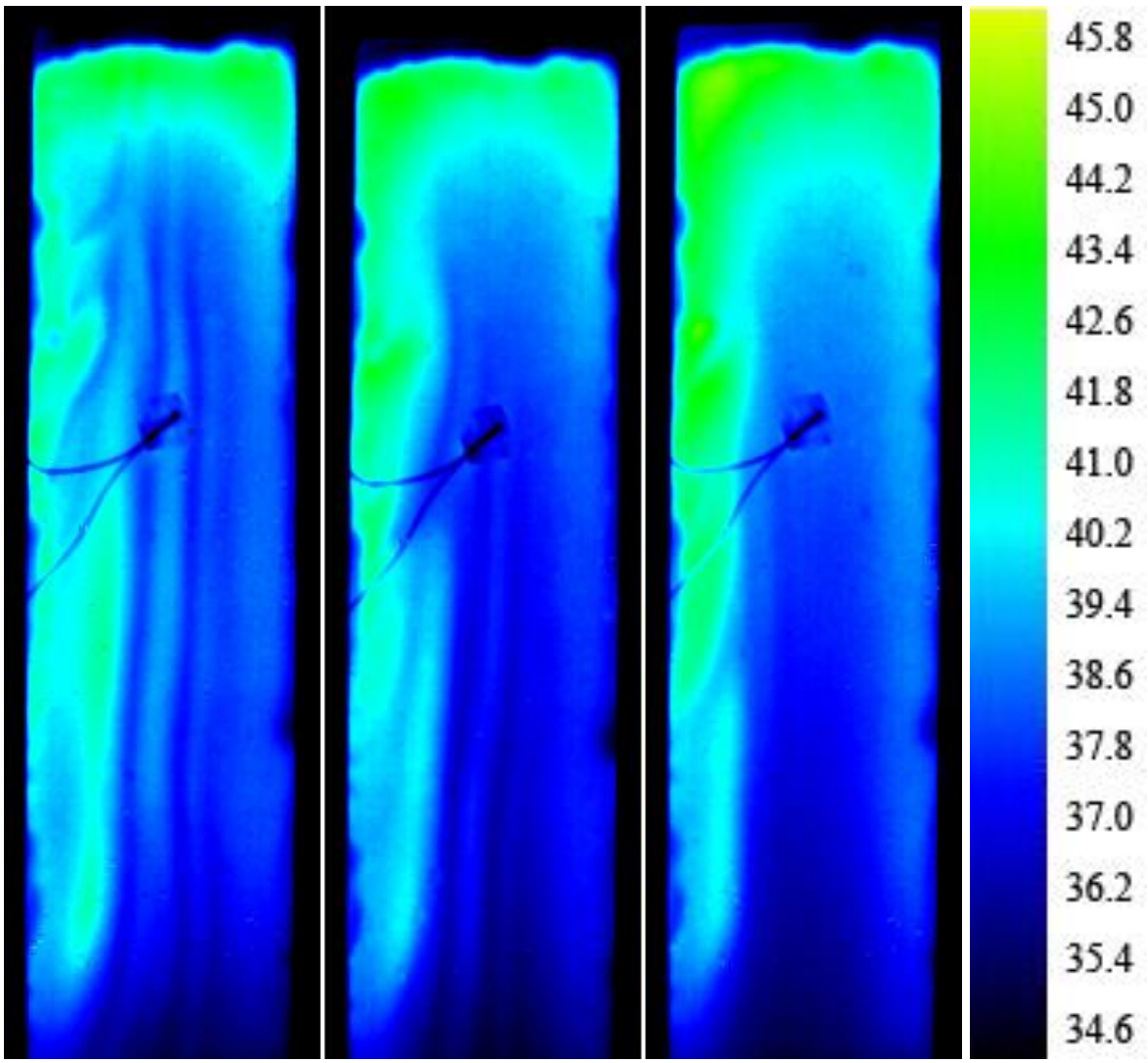
$$\sqrt{\frac{Gr_{mn}}{Gr_{mc}}} = \frac{H_n}{H_c} \quad \text{и} \sqrt{\frac{Gr_{m\tau}}{Gr_{mc}}} = \frac{H_\tau}{H_c},$$

где Gr_{mn} и $Gr_{m\tau}$ – магнитные числа Грасгофа, определенные через нормальную H_n и тангенциальную H_τ компоненты поля соответственно, Gr_{mc} – число Грасгофа, определенное через критическое значение поля H_c при $\alpha = 0$. Т.е. вместо корня из отношения чисел Грасгофа в наших экспериментах можно использовать отношение нормальной и касательной компоненты поля, к критическому значению H_c.

Гравитационное число Грасгофа также можно нормировать через разность температур ΔT следующим образом

$$\frac{Gr}{Gr_c} = \frac{\Delta T}{\Delta T_c},$$

где Gr_c – безразмерное число, определенное через минимальный перепад температур ΔT_c при котором возникают термомагнитные валы, при $\alpha = 0$.



а) б) в)

Рис. 3.27. Эволюция конвективных структур при $\Delta T = 18.9$ К и $\alpha = 10°$ с уменьшением напряженности магнитного поля H от (а) 34.1 кА/м до (б) 26.0 кА/м и до (в) 16.3 кА/м

На рис. 3.28 показана обобщенная диаграмма неустойчивости термогравитационного течения. По вертикальной оси отложена нормированная на H_c нормальная компонента напряженности поля H_n. По оси абсцисс отложено произведение нормированной касательной компоненты поля H_τ на перепад температур ΔT, нормированный на ΔT_c.

Все экспериментальные точки распределились вдоль прямой линии. При значениях параметров, соответствующих точкам ниже прямой мы имеем область устойчивого, стационарного подъемно-опускного течения, а сверху от линии расположена область существования термомагнитных валов.

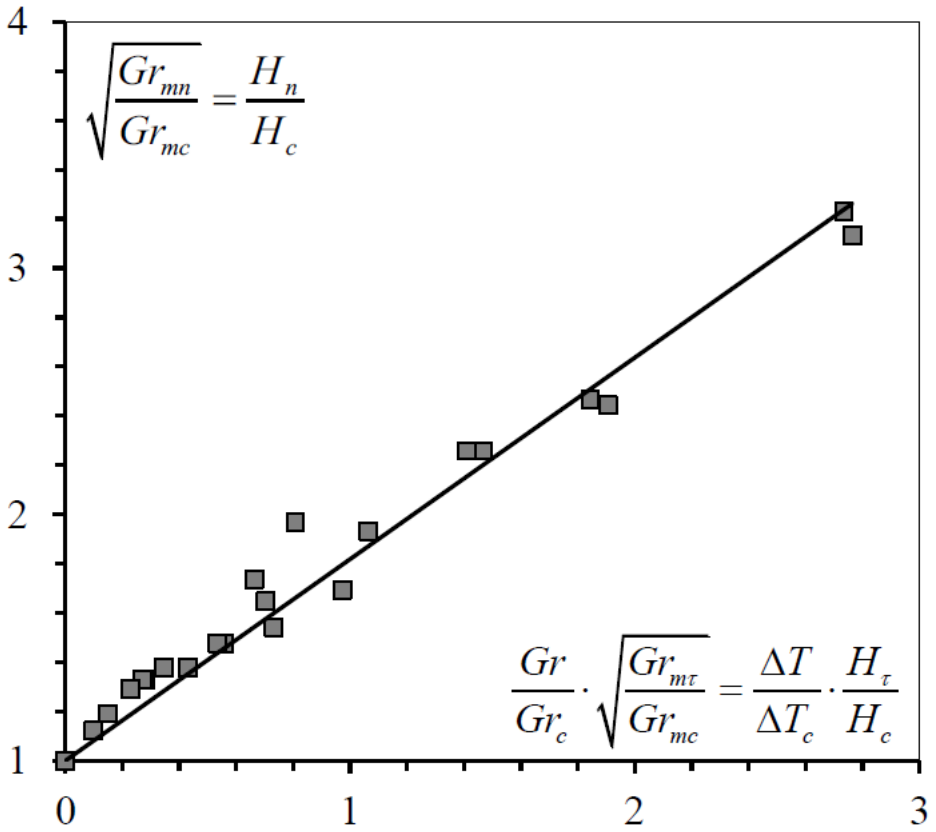


Рис. 3.28. Обобщенная экспериментальная диаграмма термомагнитной неустойчивости термогравитационного течения магнитной жидкости в вертикальном слое при обогреве сбоку для различных углов наклона вектора магнитного поля. Gr_{mn} и $Gr_{m\tau}$ – магнитные числа Грасгофа, определенные через нормальную H_n и тангенциальную H_τ компоненты поля, Gr_{mc} – число Грасгофа, определенное через критическое значение поля H_c при $\alpha = 0$.

Основные выводы главы 3

Показано, что потеря устойчивости базового термогравитационного конвективного течения связана с формированием системы термомагнитных конвективных валов с осями, вытянутыми преимущественно по вертикали вдоль сдвигового течения. Наблюдаемые в эксперименте структуры течений согласуются с теоретическими расчетами.

Рассмотрено влияние неоднородностей магнитного поля вблизи границ слоя на структуру термомагнитных валов. Показано, что термомагнитная конвекция сначала появляется у границ слоя. В экспериментах термомагнитные валы двигались от центра полости к краям и затем поднимались вверх вдоль стенок.

Обработкой экспериментальных результатов показано, что если вектор напряженности магнитного поля имеет и нормальную и тангенциальную компоненты, то с ростом угла наклона вектора H наблюдается стабилизация основного течения. Это обусловлено двумя факторами: 1) поворот вектора поля автоматически уменьшает нормальную компоненту H_{n} и дестабилизирующее влияние поля слабеет; 2) тангенциальная составляющая поля H_{τ}, направленная горизонтально, гасит возмущения, соответствующие вертикальным термомагнитным валам и тем самым, тоже препятствует их развитию.

В наклонном поле термомагнитные валы характеризуются существенной неравномерностью их появления у правой и левой границы полости.

Термомагнитные течения, наблюдавшиеся в наклонном магнитном поле, в отличие от случая $\alpha = 0$, имеют волновой характер. Горизонтальные скорости движения термомагнитных валов существенно отличаются в центре и по бокам слоя.

Глава 4

Неоднородности концентрации магнитных частиц, их генерация и влияние на конвекцию

В данной главе будет показано, что вообще говоря, магнитную жидкость нельзя рассматривать как однородную по концентрации среду, как это предполагалось в главе 3 при изучении термомагнитной конвекции. Экспериментаторы постоянно сталкиваются с проявлением в опытах концентрационных неоднородностей МЖ, например, для того чтобы конвективное течение в эксперименте возникло и имело ожидаемые характеристики необходимо предварительно тщательно перемешать жидкость.

В роли источников-генераторов концентрационных неоднородностей могут выступить: гравитационная седиментация частиц, магнитофорез в неоднородных магнитных полях и термофорез в неоднородых температурных полях. Иногда генерация неоднородностей никак не связана с конвекцией (седиментация частиц, магнитофорез). Конвекция всегда предполагает наличие температурных неоднородностей – это либо заданные извне температурные градиенты, либо неоднородные температурные поля, генерируемые самой конвекцией, которые приводят к термодиффузионному дрейфу частиц (термофорез). В случае нормальной термодиффузии частицы дрейфуют в более холодные области, именно такой случай рассмотрен в разделе 4.1 данной главы в экспериментах с вертикальными каналами при подогреве снизу.

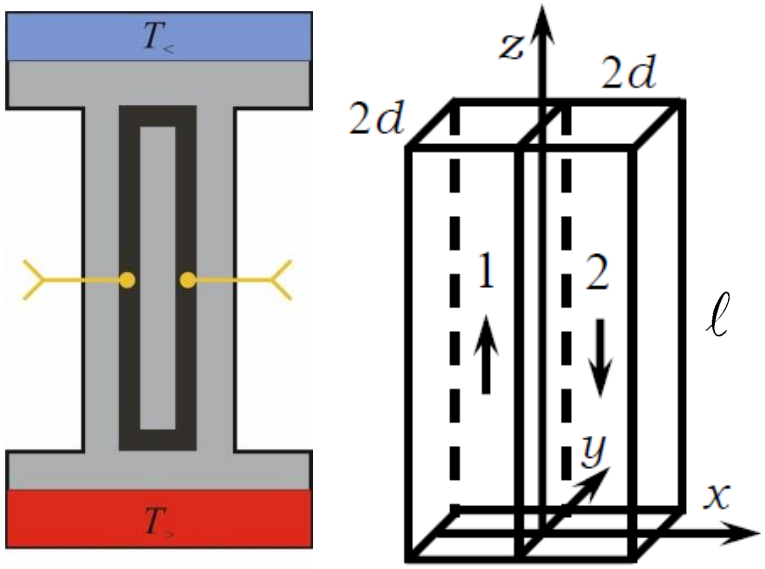
В разделе 4.2 описано, как термофорез частиц влияет на конвекцию в подогреваемом сбоку вертикальном слое МЖ. В 4.3 в качестве генератора неоднородностей рассматривалась седиментация частиц. В том числе рассмотрено влияние неоднородностей на термомагнитную конвекцию.

4.1 Роль седиментации и термофореза частиц в периодических конвективных процессах в вертикальных связанных каналах с магнитной жидкостью при подогреве снизу

При конвекции магнитных жидкостей в подогреваемых снизу связанных вертикальных каналах вблизи порога неустойчивости механического равновесия наблюдаются специфические колебания почти прямоугольной формы, связанные с периодической сменой направления течения жидкости [134]. В экспериментах использовались магнитные жидкости на базе керосина, т.е. основой выступала многокомпонентная жидкость. В жидких бинарных растворах (например, раствор сульфата натрия в воде) также наблюдались похожие процессы. Для бинарных растворов построена теоретическая модель [51] и в численных расчетах получены колебания похожей формы. Ключевой элемент модели нормальная термодиффузия молекул тяжелой компоненты за счет горизонтальных температурных градиентов в узких каналах.

В настоящем разделе анализируются причины описываемых явлений в магнитных жидкостях. Оценена роль гравитационной седиментации и термодиффузионного дрейфа коллоидных частиц. Предлагается формула, связывающая период колебаний с числом Релея и с диффузионными и термодиффузионными свойствами среды.

Использовалась экспериментальная установка (рис 4.1), описанная в [134], но оснащенная более современной измерительной техникой. Главная часть установки состояла из латунной пластины $21 \times 6.2 \times 70$ мм^3, вдоль которой были вырезаны два параллельных канала квадратного сечения шириной $2d = 3.2$ мм и высотой $\ell = 50$ мм. Каналы сверху и снизу соединялись друг с другом короткими перемычками того же профиля, так что расстояние между центрами каналов составляло 6 мм. Вертикальный градиент температуры создавался при помощи электрического нагревателя внизу пластины и обдуваемого радиатора в ее верхней части.



а) б)

Рис. 4.1 Связанные вертикальные каналы: латунная пластина с каналами (а); схема каналов (б): 1 – канал с течением жидкости вверх; 2 – канал с течением жидкости вниз.

Терморегулятор «Термодат 16Е3» поддерживал заданную разность температур с точностью ±0.2 К, так что в пластине и в жидкости, находящейся в равновесии, создавалось однородное в сечении и линейное по длине каналов распределение температуры. При достижении критических условий подогрева возникало конвективное течение: в одном канале восходящий поток, а в другом – нисходящий. Интенсивность течения определялась по разности температур 2Θ между восходящим и нисходящим потоками при помощи дифференциальной медь-константановой термопары из проводов диаметром 0.1 мм. Спаи термопары были установлены в средней части каналов на высоте $\ell/2$, а ее сигнал измерялся цифровым прибором «Термодат 29БМ1» с разрешением 0.01°С. Приборы подключались к USB порту компьютера, показания датчиков измерялись программой TermodatNet и сохранялись в виде термограмм.

Описываемые эксперименты [4] отличаются от опытов с магнитными жидкостями на основе керосина [134, 135] тем, что исключена возможная термодиффузия молекул тяжелых фракций керосина, которые гипотетически

могли бы обеспечить описываемые колебания. Для этого в каналы заливалась магнитная жидкость на основе ундекана, где тяжелых фракций нет, а коллоидные частицы есть. Основные физические свойства жидкости приведены в таблице 1.

Скорость седиментации вычислена по формуле Стокса $\upsilon_s = 2.4\cdot10^{-11}$ м/с, а коэффициент диффузии оценен формулой Эйнштейна $D = 5.2\cdot10^{-12}$ м^{2}с$^{-1}$.

В эксперименте определен критический перепад температуры для возникновения конвекции в обсуждаемом образце $\Delta T_c = 9.0$ К, что соответствует критическому числу Релея

$$Ra_c = \frac{g\beta_T d^4 \Delta T_c}{\nu a \ell} = 18 .$$

Для сопоставления с теорией использовалось относительное число Релея $\mu = Ra/Ra_c$.

График экспериментальной интенсивности течения $\Theta(0.5\ell)/\Delta T$ в зависимости от числа Релея Ra в магнитной жидкости на основе ундекана качественно не отличается от графиков для жидкостей на базе керосина. Термограмма, показанная на рис. 4.2, также похожа на термограммы колебаний жидкостей на основе керосина. Вблизи порога неустойчивости равновесия уже возникшее почти стационарное конвективное течение оказывается неустойчивым и за время $\tau/2$ путем быстрого переходного процесса подъемное конвективное течение в левом канале и опускное в правом меняется на конвекцию в обратном направлении. Далее все повторяется с периодом $\tau \sim 1$ час. Периодические переходы между двумя ветвями конвекции, так называемые перебросы, наблюдались во всех образцах. Причину описанных периодических процессов могут прояснить оценки, выполненные на основе параметров среды.

Эксперименты показали, что в каналах появляются вертикальные градиенты концентрации еще до возникновения конвекции. Это проявляется в колебательной неустойчивости механического равновесия и в гистерезисе возникновения конвекции в каналах.

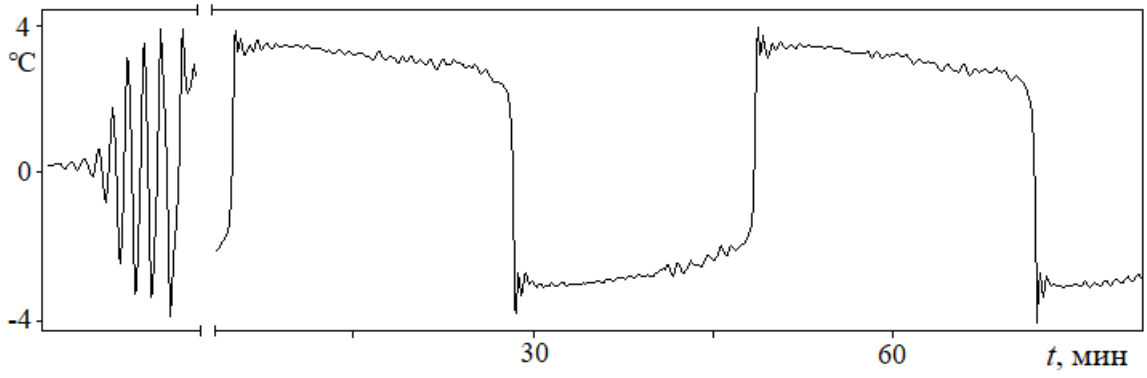


Рис. 4.2 Колебательный переходный процесс и периодические переходы магнитной жидкости между двумя ветвями конвекции в подогреваемых снизу связанных вертикальных каналах при Ra = 36

Имеется несколько причин появления вертикальных неоднородностей до возникновения конвекции. Прежде всего, это неполное перемешивание исходного образца. В результате более концентрированные неоднородности 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, т.е. временем порядка года.

Медленнее оседают агрегаты частиц, а самой медленной является седиментация одиночных частиц за время $\ell/\upsilon_s \sim 6\cdot 10^5$ час.

Рост концентрации в нижней части сосуда в слое высотой δ за счет оседания частиц со скоростью υ_s можно описать формулой из работы [53]

$$C = C_0\left(1+\frac{\upsilon_s t}{\delta}\right) \tag{4.1}$$

Формула актуальна, пока можно пренебречь диффузией частиц в обратном направлении, т.е. когда $t < \delta^2/(\pi^2 D)$. Седиментация дает весьма медленный прирост концентрации вблизи дна каналов. Например, при $\upsilon_s \sim 10^{-11}$ 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 [49]

$$\tau_t = \frac{4d^2}{\pi a}\sqrt{\frac{\beta_T \nabla T_c}{\beta_C \nabla C}} \sim 10^2\,\text{с} \qquad (4.2)$$

Здесь ∇T_c – вертикальный градиент температуры, при котором наблюдается колебательная неустойчивость механического равновесия, ∇C – вертикальный градиент концентрации, возникший, например, за счет седиментации. Из формулы видно, что τ_t не зависит от диффузионных параметров магнитной жидкости, а определяется только температуропроводностью среды. Также важно отметить, что период переходных колебаний на порядок меньше, чем период перебросов (рис. 4.2).

Гравитационная седиментация частиц оказывает влияние на конвекцию магнитных жидкостей в каналах только на начальном этапе перехода от равновесия к конвективному течению. Время релаксации вертикальных концентрационных неоднородностей на пять порядков превышает период перебросов τ, а скорость оседания частиц на семь, восемь порядков меньше конвективной скорости. Только в очень узком пристеночном слое $\sim 10^{-7}$ м скорость оседания частиц может сравниться с конвективной скоростью [136]. За время $\tau/2$ частицы продвинутся за счет седиментации на ничтожное расстояние одинаково и в правом, и в левом каналах. При этом в центральной части канала жидкие частицы успеют совершить десятки оборотов по замкнутому контуру. Гравитационная высота для применявшихся жидкостей составляет $kT/mg \sim 0.1$ м, здесь m – масса частицы за вычетом массы вытесненной жидкости. Равновесное больцмановское распределение частиц по высоте достигается в каналах за время порядка года, а само это распределение характеризуется столь большой стратификацией по плотности, что делает невозможным возникновение конвекции при разумных градиентах T.

Приведенные оценки позволяют утверждать, что природа периодических переходов системы между двумя направлениями течения в каналах никак не связана с седиментацией.

Седиментация частиц и термодиффузия за счет вертикального перепада температур уходят на второй план на фоне более сильного термодиффузионного потока частиц поперек узких каналов. Это связано с тем, что в канале горизонтальный температурный градиент на порядок превышает вертикальный, т.к. конвекция создает в узком канале поперечный перепад температуры Θ между стенкой и центром канала [136], сравнимый с вертикальной разностью ΔT. Скорость термодиффузионного дрейфа частиц υ_t в горизонтальном сечении каналов определяется формулой

$$\upsilon_t = -D\alpha\nabla T \tag{4.3}$$

Здесь 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, от горячих стенок к холодному центру.

Время релаксации гидродинамических возмущений поперек каналов и время релаксации температурного поля соответственно равны

$$\frac{(2d)^2}{2\pi^2\nu} \sim 0.1\,\text{с и } \frac{(2d)^2}{2\pi^2 a} \sim 5\,\text{с}.$$

Эти времена существенно меньше периода перебросов τ ~ 1 час. 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

$$\frac{(2d)^2}{2\pi^2 D} \sim 50\,\text{часов},$$

т.е. на много порядков больше гидродинамического и температурного времен релаксации, а также более чем на порядок превышает период перебросов. Это

дает возможность применить формулу (4.1) для описания накопления частиц у стенки в канале с восходящим потоком, и убыли частиц вблизи стенки в канале с нисходящим течением, но вместо скорости седиментации υ_s использовать скорость термодиффузионного дрейфа υ_t. Толщина пристеночного слоя δ для оценок выбирается, исходя из гармонического профиля скорости [136], так чтобы полупериод перебросов τ/2, соответствовал времени пробега жидкой частицей длины канала ℓ. Таким образом, линия уровня $V = 2\ell/\tau$ отсекает пристеночную область (рис. 4.3), 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.

Для дальнейших оценок используется аналитическое решение нелинейной стационарной задачи о конвекции однокомпонентной жидкости в подогреваемых снизу каналах квадратного сечения конечной высоты [136]. Координатные оси в сечении каналов показаны на фрагменте рис. 4.3, где ось z перпендикулярна рисунку и направлена вверх. Скорость и температура в канале описываются формулами

$$\begin{aligned} V(x,y) &= V_0 \sin\left(\pi x/2d\right)\cos\left(\pi y/2d\right) \\ T(x,y,z) &= \Theta(z)\sin\left(\pi x/2d\right)\cos\left(\pi y/2d\right) \end{aligned} \tag{4.4}$$

При этом во втором канале $\Theta_2(z) = -\Theta(\ell - z)$, $V_2 = -V$. Скорость течения имеет только вертикальную компоненту V, которая не зависит от z, а вертикальное распределение $\Theta(z)$ постоянно вдоль большей части длины канала только при небольших числах Релея вблизи порога неустойчивости. Последний факт подтвержден в [136] экспериментально и это позволяет упростить последующие оценки.

Подставляя скорость термодиффузионного дрейфа (4.3) в формулу (4.1), используя средний по горизонтали градиент температуры Θ/d вблизи любой из четырех стенок канала можно найти рост концентрации со временем t в слое толщиной δ

$$\Delta C = C_0 \frac{tD\alpha\Theta}{\delta d}.$$

В канале с течением вниз эта формула описывает убыль концентрации у стенок в слое толщиной δ. Таким образом, между каналами разница пристеночных концентраций составит $2\Delta C$.

Концентрационная подъемная сила Архимеда 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 гармонического профиля T и постоянства Θ по высоте (4.4). При $t = \tau/2$ концентрационная сила сравняется с температурной силой и тогда происходит смена направления потока. Баланс сил в этот момент представляется соотношением

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

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

$$\alpha = \frac{4\beta_T d^2}{\pi^2 \beta_C C_0 D\tau} \sim 0.1\ \mathrm{K}^{-1}. \qquad (4.5)$$

Приведенное число совпадает по порядку величины с экспериментальными измерениями коэффициента α для магнитной жидкости в исследованиях других авторов [137].

Пример расчета прироста концентрации с учетом профилей (4.4) в слое, очерченном линией $V = 2\ell/\tau = 3\cdot10^{-5}$ м/с при μ = 1.2, дает термодиффузионный коэффициент на 10% ниже приведенной оценки. При $\alpha \sim 0.1$ K^{-1} для μ = 1.2 скорость термодиффузионного дрейфа $\upsilon_t \sim 3\cdot10^{-10}$ м/с, что на порядок больше скорости седиментации, но меньше конвективной скорости $V_0 = 1.3\cdot10^{-3}$ м/с. Дрейф коллоидных частиц со скоростью υ_t происходит перпендикулярно траекториям жидких частиц и в противоположные стороны в разных каналах. Концентрационный коэффициент плотности более чем на три порядка больше

температурного коэффициента, поэтому генерируемые конвекцией в тонком пристеночном слое неоднородности концентрации весьма малы $\Delta C/C_0 \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ и недоступны обычным средствам измерения. В описываемых экспериментах чувствительным элементом служит слабая конвекция в узких каналах, а через легко измеряемый период перебросов можно определить термодиффузионный коэффициент α.

Оценка (4.5) и характер экспериментальных зависимостей $\tau(\mu)$ дает возможность предложить эмпирическую формулу для периода перебросов

$$\tau = \frac{4\beta_T d^2}{\pi^2 \beta_c C_0 D\alpha}\mu \qquad (4.6)$$

Следует отметить, что период перебросов полностью определяется диффузионными и термодиффузионными свойствами среды в отличие от периода переходных колебаний (4.2), который зависит только от тепловых свойств жидкости. Формула (4.6) годится только для таких сред и таких значений μ, при которых можно выделить пристеночный пограничный слой, в котором частицы накапливаются в течение полупериода в канале с течением вверх (и убывают в противоположном канале) и при этом можно пренебречь диффузией коллоидных частиц в обратном направлении.

Диффузия способствует размыванию приграничного слоя, поэтому можно ожидать более быстрого роста периода с увеличением μ в средах с большим коэффициентом диффузии, чем у обсуждаемого образца. Однако зависимость периода перебросов от параметров среды формула (4.6) задает правильно и это подтверждает эксперимент.

На рис. 4.3 показаны результаты измерений периода перебросов при разных числах Релея в обсуждаемом образце магнитной жидкости. Линия *1* соответствует формуле (4.6) при значении коэффициента Соре $\alpha = 0.19$ K^{-1}. Приведенное число – это фактически подгоночное значение и его желательно измерить независимым методом. Однако необходимо отметить, что в экспериментах [137] были получены значения этого коэффициента для магнитных жидкостей, близкие к приведенному числу.

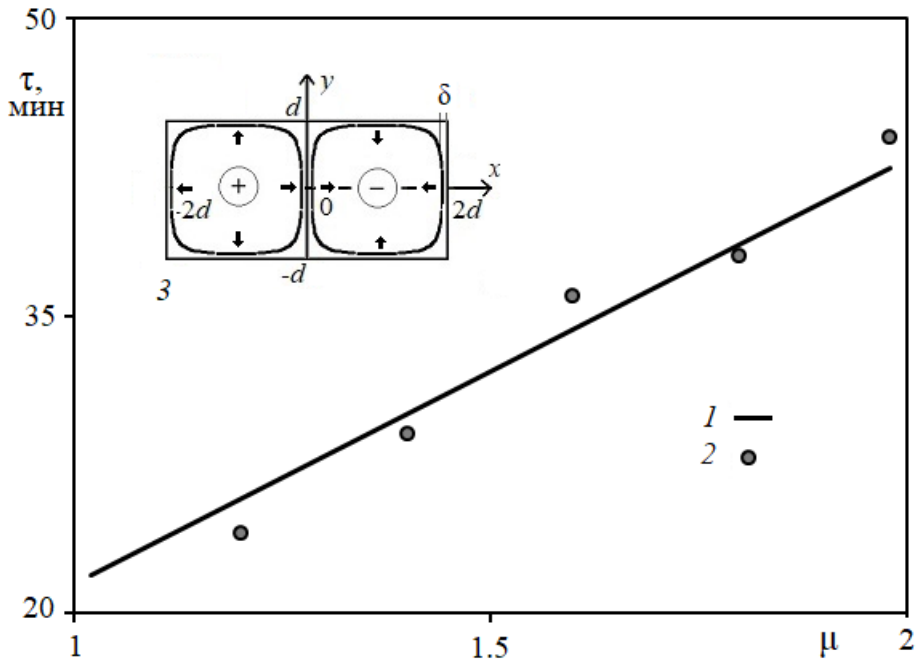


Рис. 4.3. Период перебросов в зависимости от относительного числа Релея: 1 – формула (4.6) при $\alpha = 0.19$ K^{-1}; 2 – эксперимент с магнитной жидкостью на основе ундекана $C_0 = 0.16$; 3 – сечение каналов, оси координат и направление дрейфа частиц (стрелки) в каналах с течением вверх (+) и вниз (–).

В эксперименте перебросы наблюдаются только вблизи порога неустойчивости равновесия, а при $\mu > 1.5 – 2$ сменяются стационарным течением. По-видимому, объяснить этот факт может то, что суммарное термодиффузионное накопление частиц вблизи стенок канала пропорционально интегралу от температуры Θ вдоль канала. С ростом числа Релея температура Θ(z) становится неоднородной по вертикали [136], при этом ее интеграл сначала увеличивается с повышением μ, а после μ = 2 начинает убывать [138]. В результате сгенерированных конвекцией неоднородностей концентрации становится недостаточно, чтобы сменить направление конвективного потока.

4.2 Периодические конвективные процессы в обогреваемом сбоку вертикальном слое магнитной жидкости

В этом разделе приведены результаты исследования периодических во времени процессов неустойчивости первичного термогравитационного подъемно-опускного течения в вертикальном слое МЖ при обогреве сбоку. Описываемые явления наблюдались только при небольших перепадах температур $\Delta T \sim 5$ К. При больших перепадах температур описанные ниже периодические явления не наблюдались. Мы предполагаем, что природа таких автоколебаний связана с термофорезом частиц поперек тонкого слоя, т.е. механизм автоколебаний весьма похож на механизм, описанный в предыдущем разделе 4.1. Эксперименты проводились по методике, приведенной в параграфе 2.3.

Перед каждым экспериментом для создания одинаковых начальных условий и однородного распределения частиц магнитная жидкость перемешивалась в течение 10 – 20 минут под действием максимально сильной термогравитационной и термомагнитной конвекции при $\Delta T = 30$ К в постоянном магнитном поле.

Затем поле выключалось, разность температур уменьшалась, и проводилось длительное наблюдение за основным подъемно-опускным течением. Большую долю времени температурное поле сохраняло однородность, но периодически в нижней части слоя возникал горизонтальный вихрь диаметром сравнимым с толщиной слоя (рис. 4.4).

Эволюция коротковолнового конвективного вихря на фоне базового течения представлена на рис. 4.4. Термограммы сняты через два часа после начала эксперимента. Мы предполагаем, что в течение указанного времени в предварительно перемешанной жидкости формировались концентрационные неоднородности термодиффузионной природы. Термодиффузионный поток частиц направлен от горячей стенки к холодной. В тонком слое вблизи стенок, где скорость конвекции невелика, формируются

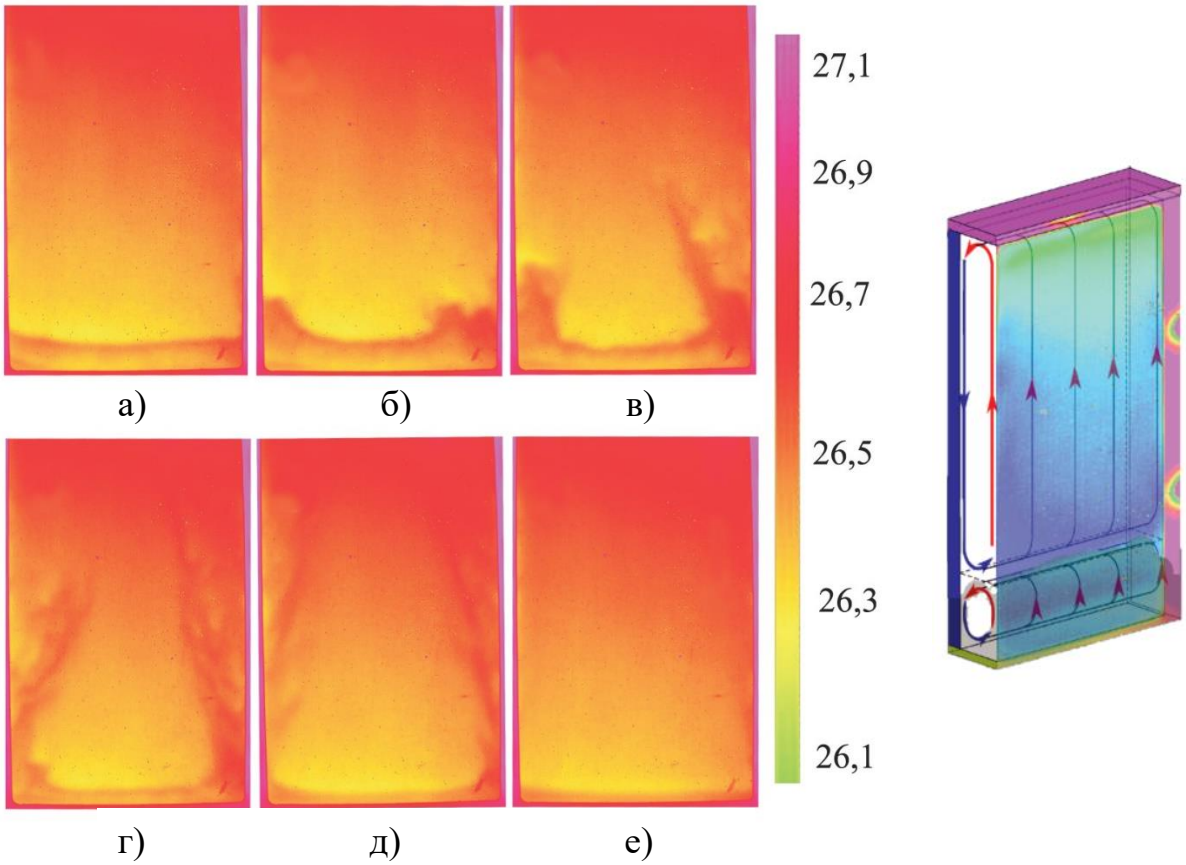


Рис. 4.4. Эволюция вторичного колебательного режима течений при ΔT = 5 K. Термограммы сняты в 0 (а), 10 (б), 16 (в), 19 (г), 21 (д) и 30 (е) минут от начала съемки соответственно (d = 6.0 мм). Справа представлена схема течения.

концентрационные неоднородности: вблизи холодной стенки концентрация растет, а вблизи горячей убывает. В отличие от конвективного течения в каналах, где накапливаемые термодиффузионные неоднородности постепенно тормозили конвективный поток, в обогреваемом сбоку слое неоднородности наоборот действуют в одну сторону с тепловой конвекцией, т.е. усиливают ее.

Последующий снос частиц конвективным течением приводит к перераспределению их по вертикали, т.е. формируется вертикальный направленный вниз градиент концентрации. Таким образом, вертикальный подогреваемый сбоку слой МЖ является аналогом термодиффузионной колонны [139-141]. Важно, что организация вертикального градиента концентрации происходит за часы, а не за годы как это было бы, если бы мы ждали равновесное распределение Больцмана в вертикальном положении изотермического слоя.

В нижней части слоя, где градиент концентрации максимален, появлялся вторичный коротковолновый вихрь (рис. 4.4а). Горизонтальная граница этого вихря с течением времени поднималась вверх, и вихрь постепенно разрушался. Скорость подъема была больше у торцов конвективной камеры (рис. 4.4б-д). После полного разрушения первого вихря (рис. 4.4е) мы наблюдаем однородное поле температуры, соответствующее основному течению. Однако течение постепенно теряло устойчивость, и спустя некоторое время начинал формироваться следующий вихрь. Таким образом, в эксперименте наблюдались автоколебания, включающие возникновение коротковолнового валика в нижней части слоя, его увеличение в размере, последующее разрушение и появление вновь. Такие колебания происходили с периодами от 1 до 4 часов. Периоды колебаний определялись по изменению температуры в нескольких выбранных точках термограммы в программе Altair. Описанные колебания наблюдались в экспериментах длительностью от нескольких суток до нескольких недель.

Следующие эксперименты представлены для вертикального слоя, повернутого на 90 градусов относительно предыдущего опыта, т. е. для

меньшего аспектного отношения равного 30. Термограммы, представленные на рис. 4.5, похожи на те, что получались в предыдущем случае: первичное одноваликовое течение (рис. 4.5а) осложнялось вторичным вихрем, формирующимся вблизи нижней границы слоя (рис. 4.5б). После чего начинался процесс движения горизонтальной границы вихря вверх и ее постепенного разрушения от вертикальных стенок полости к центру (рис. 4.5в - з). К концу процесса граница полностью разрушалась (рис. 4.5и) и начинала формироваться вновь по тому же сценарию. В этом эксперименте период колебаний равен 3.5 часа.

Данный автоколебательный режим конвективного течения можно сравнить с работой электрического конденсатора: сначала идет процесс накопления концентрационных неоднородностей в жидкости, занимающий часы, а затем быстрое (несколько минут) перемешивание неоднородностей концентрации частиц основным сдвиговым потоком.

При больших перепадах температур, обсуждаемые периодические автоколебания не возникали. Это можно объяснить тем, что при больших перепадах T все возникающие концентрационные неоднородности в жидкости успевают перемешиваться более интенсивным сдвиговым течением.

Таким образом, периодические конвективные процессы в вертикальном слое магнитной жидкости, по-видимому, связаны теми же термодиффузионными механизмами, что и в вертикальных связанных каналах.

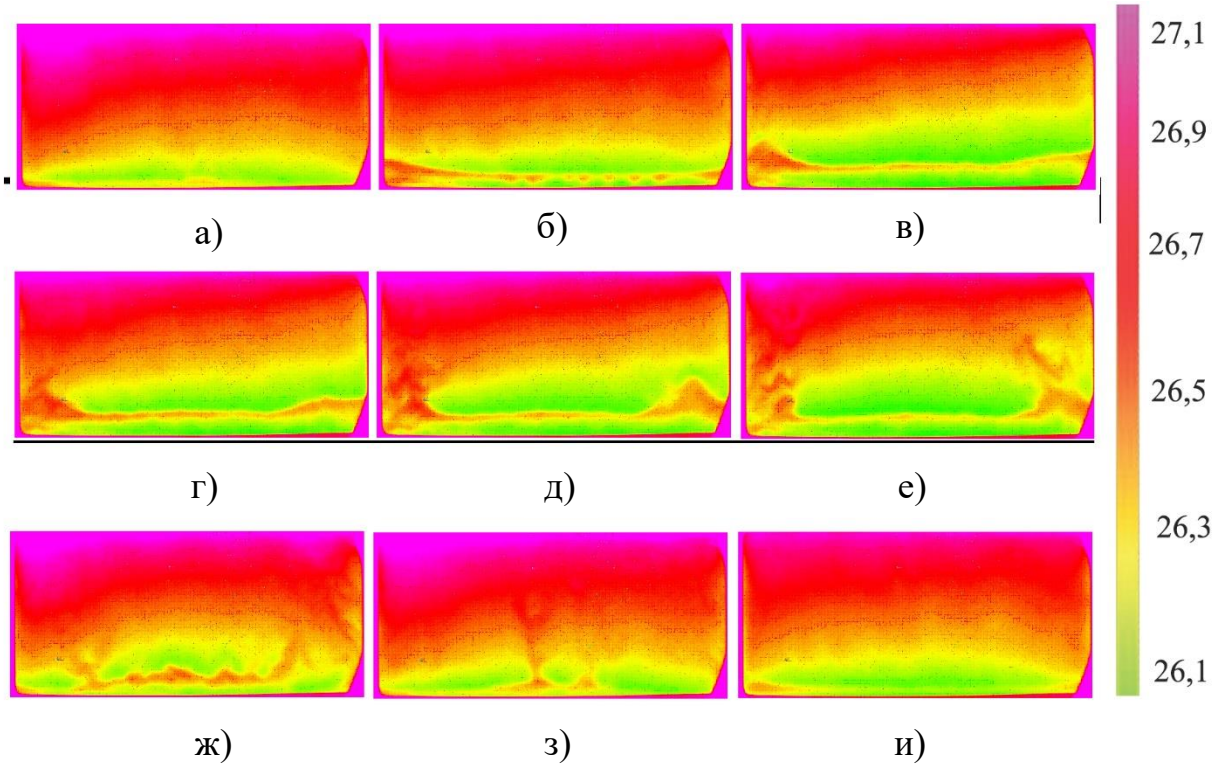


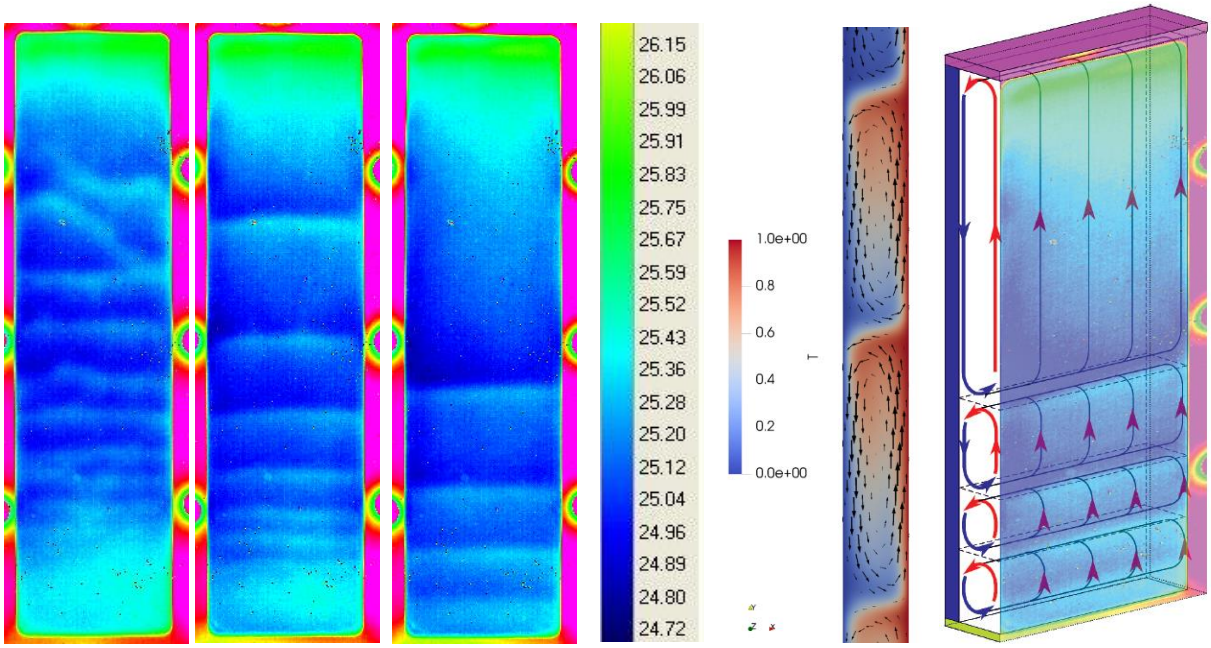
Рис. 4.5. Эволюция вторичного колебательного режима течений при ΔT = 5 K. Термограммы сняты от (а) до (и) в 0, 4.0, 5.4, 5.7, 6.0, 6.1, 6.3, 6.4 и 7.0 часов от начала съемки соответственно (d = 6.0 мм).

4.3 Влияние начальных седиментационных неоднородностей концентрации частиц на конвективное течение в вертикальном слое

В данном разделе основное внимание уделяется экспериментальному исследованию влияния начальных концентрационных неоднородностей наночастиц и агрегатов магнетита на формирование и развитие конвективных структур в вертикальном слое магнитной жидкости. Эксперименты проводились по методике, описанной в разделе 2.3, и на установке, представленной в разделе 2.4.

Если магнитная жидкость находилась при постоянной температуре в состоянии покоя в горизонтальном положении в течение длительного периода времени (от нескольких дней до нескольких недель) до начала эксперимента, наблюдаемые структуры течения значительно отличались от конвективных структур, описанных в главе 3. Сдвиговое подъемно-опускное течение разбивалось на отдельные вихри с резкими горизонтальными границами, как показано на рис. 4.6. Движения внутри каждого вихря качественно подобны течениям в полости, заполненной однородной жидкостью [5]. Представленные структуры получены для жидкости, которая оставалась в горизонтальном положении металлической стенкой нагревателя внизу в течение месяца.

Перед началом эксперимента полость поворачивалась в вертикальное положение, так что слой жидкости с большей плотностью начинал скользить вниз вдоль металлической стенки, смещая вверх менее концентрированную жидкость, тем самым создавая вертикальную стратификацию по плотности. Нагрев жидкости вблизи одной из стенок приводит к появлению подъемной силы, направленной вверх. Конкуренция тепловой и концентрационной подъемной сил приводит к неустойчивости параллельного сдвигового потока. Видно, что в начале эксперимента формировалась система коротковолновых конвективных валов с длиной волны порядка толщины слоя (6 мм) и больше (рис. 4.6а). С течением времени количество наблюдаемых горизонтальных



а) б) в) г) д)

Рис. 4.6. Эволюция конвективных структур при $\Delta T = 5$ °С. 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.

валов уменьшается, что свидетельствует о конвективном перемешивании концентрационных неоднородностей жидкости и тенденции к восстановлению плоскопараллельной структуры течения. Горизонтальные границы валов испытывают колебания и разрывы. Вдоль широкой нагретой стенки, обращенной к нам, границы горизонтальных валов движутся вверх по направлению закрутки основного потока. После 3 часов от начала эксперимента (рис. 4.6б) основное подъемно-опускное течение разбилось на отдельные горизонтальные валы. Приближаясь к верхней стенке конвективной камеры, границы теряют устойчивость и разрушаются. Таким образом, с течением времени количество наблюдаемых горизонтальных валов уменьшается за счет конвективного перемешивания (рис. 4.6в). В данном эксперименте горизонтальные валы сохранялись более 20 часов.

Следующий эксперимент был проведен с конвективной камерой, имеющей большую ширину и высоту без изменения толщины слоя жидкости.

Стратификация МЖ осуществлялась по методике, описанной выше, но прикладывался больший перепад $\Delta T = 28$ °С после поворота полости в вертикальное положение и изменено направление закрутки основного подъемно-опускного течения.

В начальный момент времени структура течения аналогична и представляет собой систему конвективных валов с длиной волны 6-12 мм (рис. 4.7а). С течением времени количество наблюдаемых горизонтальных валов уменьшается и через 17 минут после начала эксперимента осталось только шесть горизонтальных валов (рис. 4.7б). Через 26 минут наблюдалось образование более крупных валов. После 44 минуты остались 3 вала с отчетливыми горизонтальными границами (рис. 4.7г). Процесс разрушения валов продолжался сверху в направлении дна слоя в течение ~ 6 часов. Конвективное течение жидкости продолжало размывать отдельные валы (рис. 4.7д) до тех пор, пока не установилось характерное для конвекции в вертикальном слое при нагреве сбоку подъемно-опускное течение. Это случилось через ~ 7 часов после начала эксперимента (рис. 4.7е).

Для описания наблюдаемых структур 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 $D \sim 10^{-11}$ м^2 ·с$^{-1}$ диффузионное время ~ 10^2 часов, поэтому можно оценить неоднородность концентрации через ее барометрическое распределение

$$\frac{C}{C_0} \sim \exp\left(-\frac{\upsilon_s x}{D}\right)$$

Тогда при скорости Стокса для частиц $\upsilon_s \sim 10^{-10}$ м/с разность концентраций между границами слоя будет равна

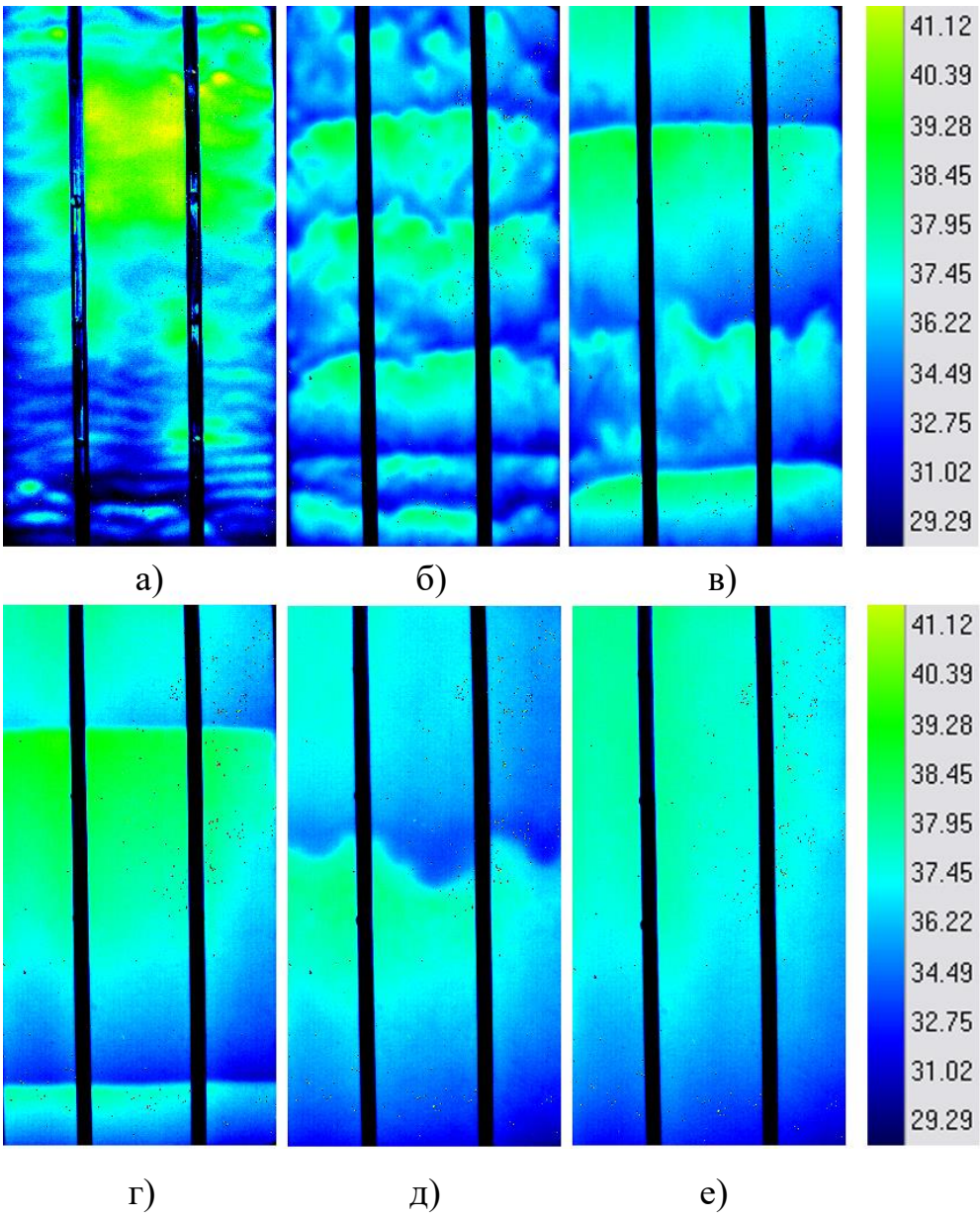


Рис. 4.7. Эволюция конвективных структур при ΔT = 28 °С. Термограммы сняты в 10 (а), 17 (б), 26 (в), 44 (г), 379 (д) и 400 (е) мин. от начала эксперимента соответственно.

$$\frac{\Delta C}{C_0} \sim 1 - \exp\left(-\frac{\upsilon_s d}{D}\right) \sim 0.1 .$$

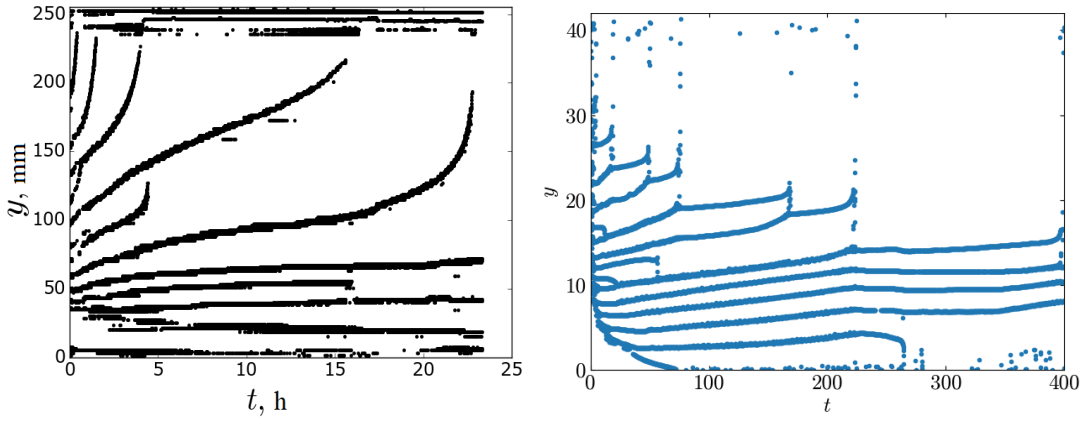
Согласно численным расчетам [142] после переворота в вертикальное положение разность концентраций между верхом и низом примерно сохранится, тогда градиент концентрации в вертикальном положении может быть оценен величиной ~ 0.5 м$^{-1}$. Это очень большой градиент. Поэтому неудивительно, что слабая конвекция не может его перемешать в течение длительного времени. В экспериментальных работах [121, 143] показано, что для влияния на структуру и порог возникновения конвективных течений достаточно значительно более малых градиентов.

В теоретическом численном расчете данной задачи были получены горизонтальные валиковые структуры. На рис. 4.6г показано поле скорости и температуры таких валов. За счет одинакового направления вращения конвективных валов на границе между ними образуется резкий температурный фронт, за счет набегания холодной жидкости сверху и теплой жидкости снизу. Такой температурный фронт мы и наблюдаем в эксперименте (рис. 4.6д).

Обработкой фотографий были построены траектории движения валов по вертикали (рис. 4.8а). В верхней части вертикального слоя валы имеют больший размер и движутся со временем к верхней границе. В нижней части валы меньшего размера и гораздо медленнее смещаются вверх. Подобные траектории движения границ валов воспроизводились в численном эксперименте (рис. 4.8б).

Валиковые структуры, обнаруженные в работе, похожи на структуры, ранее наблюдавшиеся в вертикальных слоях соляных растворов [144, 145].

В следующем эксперименте было показано влияние начальных концентрационных неоднородностей частиц на термомагнитную конвекцию. К конвективной камере, заполненной МЖ и находившейся вертикально в течение четырех недель, прикладывался перепад температуры $\Delta T = 23$ °C. При этом через металлический теплообменник прокачивалась вода от термостата



а) б)

Рис. 4.8. Траектории движения границ валов: (а) – эксперимент; (б) – численный расчет.

охлажденная до температуры 5 °C, а текстолитовая визуализирующая стенка обдувалась воздухом комнатной температуры. После этого сразу задавалось внешнее однородное магнитное поле, направленное по нормали к широкой стенке.

На рис. 4.9а видно, что сформировалась двухвихревая структура конвективного течения, которая существовала на протяжении 1.5 часов (рис. 4.9а). Верхний вихрь, где первичный восходящий термогравитационный поток был относительно слабым, из-за его небольшой вертикальной протяженности, содержал наклонные, волнистые и спиральные термомагнитные валы, подобно наблюдаемым в задаче Рэлея-Бенара [118]. В центральном крупном вихре преобладали преимущественно вертикальные и наклонные термомагнитные валы, подобные тем, что наблюдались в однородной по плотности жидкости.

После 5 минут с момента включения внешнего поля структуры в меньшей верхней ячейке оставались относительно стабильными, тогда как вертикальные валы в центральной ячейке подвергались серии вторичных неустойчивостей, что приводило к образованию нерегулярных нестационарных структур (рис. 4.9б).

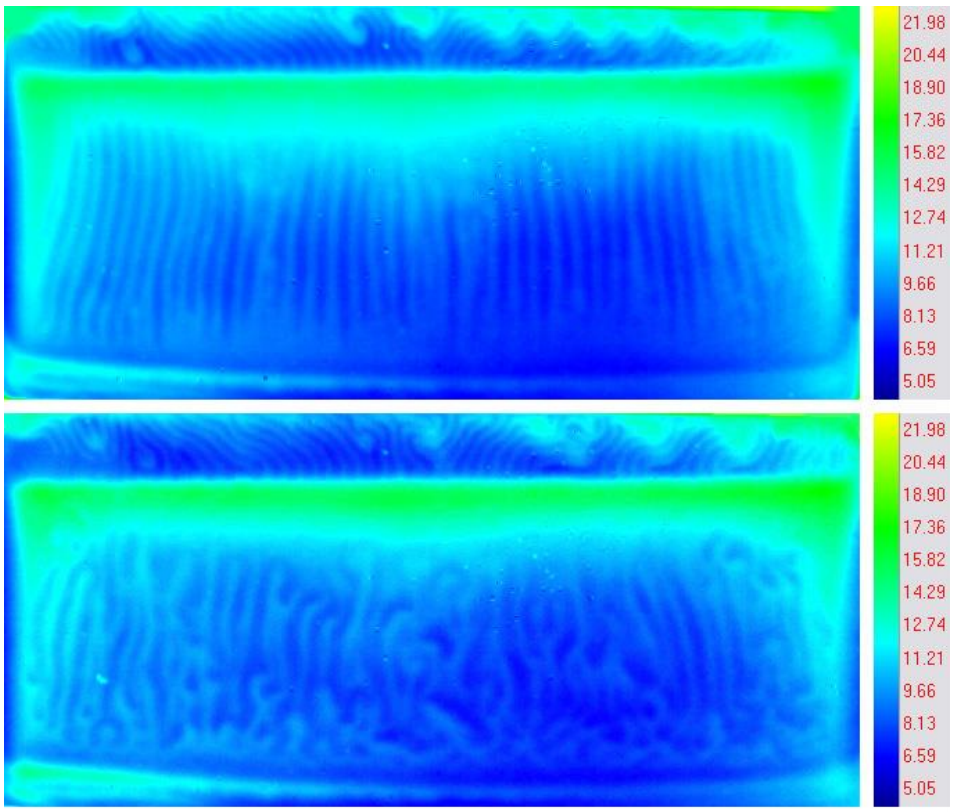


Рис. 4.9. Эволюция конвективных структур при ΔT = 23 °C и H = 35 кА/м. Термограммы сняты в 64 (а) и 69 (б) минут после начала эксперимента (d = 6.0 мм).

Эксперименты показали, что термомагнитное перемешивание жидкости ускоряет процесс по сравнению с перемешиванием только за счет тепловой конвекции [146, 147].

Основные выводы главы 4

Показана ключевая роль термофореза частиц в периодических переходах (перебросы) магнитной жидкости между двумя направлениями конвекции в вертикальных связанных каналах при подогреве снизу. Гравитационная седиментация частиц исключена из причин таких колебаний.

В вертикальном плоском слое магнитной жидкости при не слишком сильном обогреве сбоку термофорез частиц поперек канала и их конвективный перенос основным течением приводят к генерации вертикальных концентрационных градиентов в слое и к появлению вторичных горизонтальных валов, аналогичных наблюдаемым в слоях соляных растворов

[144, 145]. Процесс повторяется периодически, сначала наблюдается медленное (часы) рождение-генерация вторичных структур в виде горизонтальных валов, затем их быстрое (минуты) размывание.

Изучено влияние начальной, специально организованной в покоящейся магнитной жидкости стратификации частиц на развитие термогравитационной и термомагнитной конвекции. Экспериментально обнаружено, что переходные конвективные течения представляют собой систему горизонтальных вихрей с одинаковой закруткой. Начальные неоднородности концентрации МЖ появлялись в слое благодаря седиментации частиц и их агрегатов при отсутствии конвекции, когда внешние температурные градиенты не задавались.

Обнаружено, что в отличие от первоначально однородной МЖ, термомагнитные валы в предварительно стратифицированной жидкости представляют собой нерегулярные структуры с множеством дислокаций.

Заключение

Итоги выполненного исследования

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.

Рекомендации и перспективы дальнейшей разработки темы

В дальнейших исследованиях большой интерес представляют результаты экспериментов по изучению термомагнитной конвекции магнитной наножидкости в условиях микрогравитации $\sim 10^{-6}\ g_0$. Такой эксперимент позволил бы изучить конвективные течения, вызванные чисто термомагнитным механизмом. Результаты можно будет применить как для проверки существующих теоретических моделей МЖ, так и для сравнения с результатами настоящей работы. Такие эксперименты можно реализовать на борту космических аппаратов.

В дальнейшем интерес представляет сравнение результатов эксперимента со слабонелинейным и нелинейным анализом термомагнитной конвекции в теории.

Список литературы

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. P. 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. P. 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. С. 371-381.
6. Сидоров А.С. Конвективные течения в плоском вертикальном слое магнитного коллоида в однородном внешнем магнитном поле // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2012. Вып. 2 (20). С. 24-29.
7. Сидоров А.С. Конвективные автоколебания в вертикальном слое магнитной жидкости // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2013. Вып. 3 (25). С. 50-53.
8. Глухов А.Ф., Сидоров А.С. Измерение температурных полей поверхности жидкости при помощи тонкой пластинки и тепловизора // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2016. Вып. 1 (32). С. 5-10.
9. Божко А. А., Краузина М.Т., Сидоров А.С., Суслов С.А. Об особенностях конвекции в ферроколлоидах в гравитационном и магнитном полях // Вестник Пермского университета. Физика. 2018. № 1 (39). С. 54-64.

10. Глухов А.Ф., Сидоров А.С., Арефьев И.М., Ладейщикова В.В., Шматко Н.Ю. О конвективных свойствах магнитной жидкости на основе ундекана // Вестник Пермского университета. Физика. 2018. № 4 (42). С. 19-24.
11. Сидоров А.С. О конвекции в магнитных наносуспензиях // Материалы Шестнадцатой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых ВНКСФ-16. Волгоград. 2010. С. 626-627.
12. Bozhko A.A., Putin G.F., Sidorov A.S., Suslov S.A. Interaction of gravitational and magnetic mechanisms of convection in a vertical layer of a magnetic fluid // Physics Procedia 12th International Conference on Magnetic Fluids. ICMF12. Sendai. 2010. P. 167-170.
13. Сидоров А.С. Взаимодействие гравитационного и магнитного механизмов конвекции в вертикальном слое магнитной жидкости // Материалы Всероссийской конференции молодых ученых «Неравновесные процессы в сплошных средах НПСС-2010». Пермь. 2010. С. 226-229.
14. Божко А.А., Путин Г.Ф., Сидоров А.С., Суслов С.А. Термомагнитная конвекция в вертикальном слое ферроколлоида // Сборник научных трудов III Всероссийской научной конференции «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем». Ставрополь. 2011. С. 135-140.
15. Сидоров А.С. Конвективные течения в плоском вертикальном слое магнитного коллоида // Труды докладов Всероссийской конференции молодых ученых «Неравновесные процессы в сплошных средах НПСС-2011». Пермь. 2011. С. 67.
16. Божко А.А., Путин Г.Ф., Сидоров А.С., Суслов С.А. Экспериментальное исследование конвективных течений в вертикальном слое магнитного коллоида // Материалы XX Международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность». Москва. 2012. С. 33-35.

17. Божко А.А., Путин Г.Ф., Сидоров А.С., Суслов С.А. О конвективной устойчивости вертикального слоя магнитного коллоида // Сборник научных трудов 15 Международной Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям. Плес. 2012. С. 182-186.
18. Bozhko A.A., Putin G.F., Sidorov A.S., Suslov S.A. New type of thermal waves in a vertical layer of magneto-polarizable nano-suspension: theory and experiment // 65th Annual Meeting of the American Physical Society's Division of Fluid Dynamics. San Diego, California, USA. November 18-20. 2012. Bulletin of the American Physical Society. V. 57. No. 17. P. 189.
19. Лосев Г.Л., Сидоров А.С. Автоколебания в конвекции магнитной наножидкости // Материалы XXI Международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность». Москва. 2014. С. 153.
20. Божко А.А., Лосев Г.Л., Путин Г.Ф., Сидоров А.С. Автоколебания в вертикальном и наклонном слоях магнитной жидкости // Сборник научных трудов 16 Международной Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям. Плес. 2014. С. 271-276.
21. Сидоров А.С., Божко А.А., Завалин В.К., Зиятдинов Р.Р., Путин Г.Ф., Суслов С.А. Влияние наклонного магнитного поля на конвективную неустойчивость в ферроколлоиде // Сборник научных трудов 16 Международной Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям. Плес. 2014. С. 114-119.
22. Лосев Г.Л., Сидоров А.С. О конвекции магнитных жидкостей в вертикальном слое // Материалы региональной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Физика для Пермского края». Пермь. 2015. С. 108-111.
23. Глухов А.Ф., Сидоров А.С. Измерение температурных полей поверхности жидкости при помощи тонкой пластинки и тепловизора // Сборник материалов 3-й Всероссийской конференции «Пермские

гидродинамические научные чтения, посвященные памяти профессоров Г.З. Гершуни, Е.М. Жуховицкого и Д.В. Любимова». Пермь. 2015. С. 21-22.

24. Черепанов И.Н., Смородин Б.Л., Сидоров А.С. Анализ течений магнитной жидкости в вертикальном канале при боковом обогреве // Материалы XXIII Международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность». Москва. 2018. С. 304.
25. Глухов А. Ф., Гордеев И.М., Сидоров А.С. Стратификация магнитной жидкости в гравитационном поле // Материалы региональной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Физика для Пермского края» для студентов, аспирантов и молодых ученых. Пермь. 2018. Том. Выпуск 11. С. 152-154.
26. Пинегин Ю.В., Сидоров А.С. Экспериментальное исследование конвекции в вертикальном слое магнитной жидкости // Тезисы докладов Межвузовской научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Физика для Пермского края». Пермь. 2008. С. 45.
27. Сидоров А.С. Конвекция магнитной жидкости в вертикальном слое // Тезисы докладов Всероссийской конференции молодых ученых «Неравновесные процессы в сплошных средах НПСС-2009». Пермь. 2009. С. 74.
28. Сидоров А.С. Экспериментальное исследование термомагнитных течений в вертикальном слое магнитной жидкости // Тезисы докладов Всероссийской конференции молодых ученых «Неравновесные процессы в сплошных средах НПСС-2010». Пермь. 2010. С. 79.
29. Божко А.А., Путин Г.Ф., Сидоров А.С., Суслов С.А. Конвективные течения в вертикальном слое магнитной жидкости в поперечном магнитном поле // Тезисы докладов XVII Зимней школы по механике сплошных сред. Пермь. 2011. С. 54.
30. Божко А.А., Путин Г.Ф., Сидоров А.С., Суслов С.А. Термомагнитные волновые режимы конвекции в вертикальном слое магнитной жидкости //

Тезисы докладов Российской конференции по магнитной гидродинамике. Пермь. 2012. С. 18.

31. Божко А.А., Путин Г.Ф., Сидоров А.С., Суслов С.А. Конвекция в стратифицированной магнитной жидкости // Тезисы докладов XVIII Зимней школы по механике сплошных сред. Пермь. 2013. С. 55.
32. Лосев Г.Л., Сидоров А.С. Конвективные автоколебания в вертикальном слое магнитного коллоида // Тезисы докладов Пермских гидродинамических научных чтений. Пермь. 2013. С. 28.
33. Arefev I.M., Bozhko A.A., Losev G.L., Putin G.F., Sidorov A.S., Oscillatory instability of primary flow in vertical and inclined layers of stratified magnetic fluids // Book of abstracts Russian conference on magnetohydrodynamics. Perm, Russia. 2015. P. 9.
34. Bozhko A., Krauzina M., Sidorov A., Suslov S. Features of ferrocolloid convection in gravitational and magnetic fields // Book of abstracts Russian conference on magnetohydrodynamics. Perm, Russia. 2018. P. 25.
35. Черепанов И.Н., Смородин Б.Л., Сидоров А.С. Конвекция стратифицированной магнитной жидкости в вертикальном канале при обогреве сбоку // Тезисы докладов XXI Зимней школы по механике сплошных сред. Пермь. 2019. С. 322.
36. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 320 с.
37. Lappa M. Thermal Convection: Patterns, Evolution and Stability. A John Willey and Sons, Ltd., Publication. UK. 2010. 670 p.
38. Kirdyashkin A.G., Leont'ev A.I., Mukhina N.V. Stability of laminar flow of liquid in vertical layers with free convection // Fluid Dynamics. 1971. vol. 6. P. 884-888.
39. Korpela S.A., Gozum D., Baxi C.B. On the stability of the conduction regime of natural convection in a vertical slot. International Journal of Heat and Mass Transfer. 1973.vol. 16. P. 1683-1690.

40. Finlayson B.A. Convective instability of ferromagnetic fluids // J. Fluid Mech. 1970. V. 40. № 4. P. 753-767.
41. Hennenberg M., Weyssow B., Slavtchev V., Alexandrov S., and Desaive T. Rayleigh-Marangoni-Benard instability of a ferrofluid layer in a vertical magnetic field // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2005. vol. 289. P. 268-271.
42. Nogotov E.F., Polevikov V.K. Convection in vertical layer of ferromagnetic fluid placed in a magnetic field of a plate with current // Magnetohydrodynamics. Vol. 13. No. 2. 1977. P. 28-34.
43. Suslov S.A. Thermomagnetic convection in a vertical layer of ferromagnetic fluid // Phys. Fluids. 2008. V. 20. P. 084101(36).
44. Belyaev A.V., Smorodin B.L. The stability of ferrofluid flow in a vertical layer subject to lateral heating and horizontal magnetic field // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. Mater. 2010. V. 322. P. 2596-2606.
45. Bajaj R. The effect of periodically moving boundaries on thermomagnetic convection in ferrofluids // Phys. Fluids. 2010. vol. 22. P. 114106.
46. Glukhov A.F., Putin G.F. Convection of magnetic fluids in connected channels heated from below // Fl. Dyn. 2010. vol. 45. P. 713-718.
47. Bozhko A.A., Tynjala 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. 281-285.
48. Bozhko A.A. Onset of convection in magnetic fluids // Physics Procedia. 2010. vol. 9 P. 176-180.
49. Глухов А.Ф. Экспериментальное исследование тепловой конвекции в условиях гравитационного расслоения // Канд. дис. Пермь. 1995. 140 С.
50. Пшеничников А.Ф. Колебательная неустойчивость бинарной смеси в связанных вертикальных каналах // Гидродинамика. Пермь: ПГУ. 1976. Вып.8. № 362. С. 3-11.

51. Глухов А.Ф., Демин В.А., Путин Г.Ф. Конвекция бинарной смеси в связанных каналах при подогреве снизу // Изв. РАН. МЖГ. 2007. № 2. С. 13-23.
52. Пшеничников А.Ф. Экспериментальное исследование конвективной устойчивости жидкой бинарной смеси в замкнутом гидравлическом контуре // Гидродинамика. Пермь: ПГУ.1974. Вып. 7. № 316. С. 97-103.
53. Glukhov A.F., Putin G.F. On the kinetics of establishing a concentration distribution of magnetic phase in a force field. In Proc. of 12th Riga Conference on Magnetohydrodynamics. Riga, Latvia. 1987. vol. 3. P. 46-49.
54. 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.
55. Глухов А.Ф., Путин Г.Ф. Установление равновесного барометрического распределения частиц в магнитной жидкости // Гидродинамика. 1999. Вып. 12. С. 92-103.
56. Lakhtina E.V. Centrifugation of dilute ferrofluids // Physics Procedia. 2010. vol. 9. P. 221-223.
57. Чандрасекар С. Стохастические проблемы в физике и астрономии. / М: Иностр. литература. - 1947. С. 106-111.
58. Бузмаков В.М., Пшеничников А.Ф. Измерение коэффициентов диффузии и анализ дисперсного состава магнитных коллоидов // Магнитная гидродинамика. 1986. №4. С. 23-28.
59. Bozhko A.A., Putin G.F., Tynjala T. Oscillatory regimes of Rayleigh convection in a ferrofluid // Izvestiya VUZov. Severo-Kavkazskiy region. Natural Sciences series. Special Issue on Mathematics and Mechanics of Continuum. 2004. P. 68-73.
60. Shliomis M.I., Smorodin B.L. Onset of convection in colloids stratified by gravity // Physical Review E. 2005. vol. 71. P. 036312.

61. Ryskin A., Muller H.W., Pleiner H. Thermal convection in binary fluid mixures with a weak concentration diffusivity, but strong solutal buoyancy forces // Physical Review E. 2003. vol. 67. P. 046302.
62. Huke B., Lucke M. Roll, square, and cross-roll convection in ferrofluids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2005. vol. 289. P. 264-267.
63. Krakov M.S., Nikiforov I.V. Regarding the influence of heating and the Soret effect on a magnetic fluid seal // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2017. T. 431. P. 255-261.
64. Демин В.А. Оседание наночастиц в однородной несущей жидкости при наличии термодиффузии // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2013. Вып. 1 (23). С. 24-24.
65. Donzelli G., Cerbino R., Vailati A. Bistable heat transfer in a nanofluid // Phys. Rev. Lett. 2009. vol. 102. P. 104503.
66. Terekhov V.I., Kalinin S.V., Lehmanov V.V. Mechanism of heat transfer in nanofluids: the current state-of-the-art (review). Part 2. Convective heat exchange // Thermophysics and Aeromechanics. 2010. vol. 2. P. 173-188.
67. Pakravan H.A., Yaghoubi M. Combined thermophoresis, Brownian motion and Dufour effects on natural convection of nanofluids // Int. J. Thermal Science. 2011vol. 50. P. 394-402.
68. Blums E., Mezulis A., Maiorov M., Kronkalns G. Thermal diffusion of magnetic nanoparticles in ferrocolloids: Experiments on particle separation in vertical columns // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1997. vol. 169. P. 220-228.
69. .Demouchy G. et al. Diffusion and thermodiffusion studies in ferrofluids with a new two-dimensional forced Rayleigh-scattering technique // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. vol. 37. P. 1417-1428.
70. Volker T., Blums E., Odenbach S. Determination of the Soret coefficient of magnetic particles in a ferrofluid from the steady and unsteady parts of the separation curve // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2004. vol. 47. P. 4315-4325.

71. Ivanov A.S., Pshenichnikov A.F. Magnetophoresis and diffusion of colloidal particles in a thin layer of magnetic fluids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2010. Vol. 322. P. 2575-2580.
72. Пшеничников А.Ф., Буркова Е.Н. О сегрегации частиц в магнитной жидкости в однородном магнитном и гравитационном полях // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2012. Вып. 1 (19). С. 29-37.
73. Rosensweig R.E. Ferrohydrodynamics. Cambridge Univ. Press. 1985. 344 p.
74. Баштовой В.Г., Берковский Б.М., Вислович А.Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей. М.: ИВТАН. 1985. 188 с.
75. Krakov M.S., Nikiforov I.V. To the influence of uniform magnetic field on thermomagnetic convection in square cavity // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2002. T. 252. № 1-3 SPEC. ISS. P. 209-211.
76. Божко А.А., Путин Г.Ф. Экспериментальное исследование термомагнитной конвекции в однородном внешнем поле // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991. Т. 55. № 6. С. 1149-1155.
77. Bozhko A.A., Pilugina T.V., Putin G.F., Shupenik D.V., Suhanovsky A.N. About instability of thermogravitational flow in a ferrofluid vertical layer in the transversal magnetic field // Proceedings of 8th Int. Plyos Conf. on Magnetic Fluids. Plyos, Russia. 1998. P. 75-78.
78. Божко А.А., Путин Г.Ф., Филимонов Д.Ю. О термомагнитной конвекции в вертикальном слое ферроколлоида // Вестник Пермского университета. Пермь. 2000. Вып. 6. С. 109-114.
79. Bozhko A.A., Putin G.F. Heat transfer and flow patterns in ferrofluid convection // Magnetohydrodynamics. 2003. V. 39. № 2. P. 147-168.
80. Suslov S.A., Bozhko A.A., Putin G.F. Thermo-magneto-convective instabilities in a vertical layer of ferromagnetic fluid // Proceedings of XXXVI Int. Summer School-Conference «Advanced Problems in Mechanics». St. Petersburg, Russia. 2008. P. 644-651.

81. Huang J., Edwards B.F., Gray D.D. Thermoconvective instability of paramagnetic fluids in a uniform magnetic field // Physics Fluids. 1997. vol. 9. no. 6. P. 1819-1825.
82. Rahman H., Suslov S.A. Thermomagnetic convection in a layer of ferrofluid placed in a uniform oblique external magnetic field // Journal of Fluid Mechanics. 2015. vol. 764. P. 316-348.
83. Odenbach S. Drop tower experiments on thermomagnetic convection // Microgravity Science and Technology. 1993. vol. 6. no. 3. P. 161-163.
84. Ohlsen D.R., Hart J.E., Weidman P.D. Waves in radial gravity using magnetic fluid // Proc. the 3rd Microgravity Fluid Physics Conference. Cleveland. Ohio. USA, 1996. P. 717-721.
85. Bozhko A.A., Putin G.F. Thermomagnetic convection as a tool for heat and mass transfer control in nanosize materials under microgravity conditions // Microgravity Science and Technology. 2009. vol. 21. P. 89-93.
86. Koji F., Hideaki Y., Masahiro I. A mini heat transport device based on thermosensitive magnetic fluid // Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering. 2007. vol. 11. no. 1. P. 1150-1159.
87. Lian W., Xuan Y., Li Q. Characterization of miniature automatic energy transport devices based on the thermomagnetic effect // Energy Conversion and Management. 2009. vol. 50. no. 1, P. 35-42.
88. Bogatyrev G.P., Putin G.F., Ivanov A.I., Polezhaev V.I. et al. A System for Measurement of Convection aboard Space Station // Proceedings of Third Microgravity Fluid Physics Conference. Cleveland. Ohio. NASA Lewis Research Center. 1996. P. 813-818.
89. Бессонов О.А., Полежаев В.И. Математическое моделирование конвекции в датчике «Дакон» в условиях реального космического полета // Космические исследования. 2001. Т. 39. № 2. С. 170-178.
90. Бабушкин И.А., Богатырев Г.П., Глухов А.Ф., Путин Г.Ф., Авдеев С.В., Иванов А.И., Максимова М.М. Изучение тепловой конвекции и низкочастотной микрогравитации на орбитальном комплексе «Мир» при

помощи датчика «Дакон» // Космические исследования. 2001. Т. 39. № 2. С. 161-169.

91. Путин Г.Ф., Глухов А.Ф., Бабушкин И.А., Завалишин Д.А., Беляев М.Ю., Иванов А.А., Сазонов В.В. Исследование микроускорений на борту Международной космической станции с помощью датчика конвекции ДАКОН-М // Космические исследования. 2012. Т. 50. № 5. С. 373-379.
92. Бабушкин И.А., Герцен Ю.П., Глухов А.Ф., Зильберман Е.А., Наговицын А.А., Путин Г.Ф. Measurement of buoyancy driven convection on board International Space Station with the use of convection sensor «DACON-M» // Bulletin of the European Low Gravity Research Association. Antwerp, Belgium. 2012. №27. С. 69-70.
93. Путин Г.Ф., Глухов А.Ф., Бабушкин И.А., Завалишин Д.А., Беляев М.Ю., Иванов А.И., Сазонов В.В. Эксперименты с датчиком конвекции «ДАКОН-М» на МКС и ТГК «Прогресс» // Препринт Института прикладной математики РАН. 2014. № 76. 40 с.
94. Mukhopadhyay A., Ganguly R., Sen S., Puri I.K. A scaling analysis to characterize thermomagnetic convection // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2005. V. 48. P. 3485-3492.
95. Божко А.А., Путин Г.Ф. Особенности конвективного теплопереноса в магнитных наножидкостях // Вестник Пермского университета. Серия: Математика. Механика. Информатика. 2012. Вып. 4 (12). С. 25-31.
96. Edwards B.F., Gray D.D., Hang J. Magnetothermal convection in nonconducting diamagnetic and paramagnetic fluids // Proc. 3-d Int. Microgravity Fluid Physics Conference. Cleveland, Ohio. 1996. P. 711-716.
97. Khaldi F. Removal of gravity buoyancy effects on diffusion flames by magnetic fields // Abstract of the First International Seminar on Fluid Dynamics and Material Processing. Algiers, Algeria. 2007. P. 57-58.
98. Rosensweig R.E. Fluid dynamics and science of magnetic fluids // Advances in Electronics and Electron Physics. 1979. V. 48. P. 103-199.

99. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1989. 386 с.

100. Odenbach S. Colloidal magnetic fluids: Basics, Development and Application of Ferrofluids. Lect. Notes Phys. Springer, 2009. 430 p.

101. Шлиомис М.И. Магнитные жидкости // УФН. 1974. Т. 112. Вып. 3. С. 427-458.

102. Фертман В.Е. Магнитные жидкости: Естественная конвекция и теплообмен. Минск: Наука, 1978. 206 с.

103. Берковский Б.М., Медведев В.Ф., Краков М.С. Магнитные жидкости. М.: Химия, 1989. 240 с.

104. Buzmakov V.M., Pshenichnikov A.F. On the structure of microaggregates in magnetite colloids // Colloid Interface Science. 1996. № 182. P. 63-70.

105. Lakhtina E.V., Pshenichnikov A.F. Dispersion of magnetic susceptibility and the microstructure of magnetic fluid // Colloid J. 2006. V. 68. № 3. P. 327-337.

106. Авдеев М.В. Структурные особенности магнитных жидкостей // УФН. 2007. Т. 177. № 10. С. 1139-1144.

107. Иванов А.С., Пшеничников А.Ф. Расслоение магнитной жидкости в градиентном магнитном поле // Вестник Пермского университета. Физика. 2009. Вып. 1. С. 45-48.

108. Пшеничников А.Ф. Физические свойства и наноструктура магнитных жидкостей // Вестник Пермского научного центра. Исследования: теория и эксперимент. 2009. № 2. С. 12-17.

109. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.

110. Таблицы физических величин. Справочник под ред. Кикоина И.К. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.

111. Фертман В.Е. Магнитные жидкости: Справ. пособие. Мн.: Высш. Шк., 1988. 184 с.

112. Lebedev A.V., Lysenko S.N. Magnetic fluids stabilized by polypropylene glycol // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2011. vol. 323. P. 1198-1202.

113. Колчанов Н.В., Колесниченко Е.В. Вязкость магнитных жидкостей при различных концентрациях коллоидных частиц и температурах // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2017. Вып. 4(28). С. 37-44.

114. Цветков Ф.Ф., Григорьев Б.А. Тепломассообмен. М.: Издательство МЭИ, 2005. 550 с.

115. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.

116. Жаркова Г.М., Сонин А.С. Жидкокристаллические композиты. Новосибирск: Наука, 1994. 214 с.

117. Stasiek J.A., Kowalewski T.A. Thermochromic liquid crystals applied for heat transfer research // Opto-electronics review. 2002. V. 10. № 1. P. 1-10.

118. Гетлинг А.В. Конвекция Рэлея-Бенара. Структуры и динамика. М.: Эдиториал УРСС, 1999. 247 с.

119. Mehta B., Khandekar S. Infrared thermography of laminar heat transfer during early thermal development inside a square mini-channel // Experimental Thermal and Fluid Science. 2012. V. 42. P. 219-229.

120. Leblay P., Henry J.F., Caron D., Leducq D., Bontemps A., Fournaison L. IR thermography measurement of convective coefficients in a pipe with periodic excitation // International Journal of Thermal Sciences. 2013. Vol. 74. P. 183-189.

121. Kolchanov N.V., Putin G.F. Gravitational convection of magnetic colloid in a horizontal layer // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2015. V. 89. P. 90-101.

122. Бабушкин И.А., Кондрашов А.Н., Рыбкин К.А., Сбоев И.О. Развитие теплового плюма в узком вертикальном слое // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2015. № 2 (34). С. 41-51.

123. P.S.B. Szabo, M. Beković, W.-G. Früh Infrared thermography of wall temperature distribution caused by convection of magnetic fluid // International Journal of Thermal Sciences. 2018. V. 134 P. 129-139.

124. Ivanov A.O., Kantorovich S.S., Reznikov E.N., Holm C., Pshenichnikov A.F., Lebedev A.V., Chremos A., Camp P.J. Magnetic properties of polydisperse ferrofluids: A critical comparison between experiment, theory, and computer simulation // Physical Review E. 2007. V. 75. P. 061405.

125. Ku H.-C., Hatziavramidis D. Chebyshev expansion methods for the solution of the extended Graetz problem // J. Comput. Phys. 1984. 56. 495.

126. Suslov S.A., Paolucci S. Stability of natural convection flow in a tall vertical enclosure under non-Boussinesq conditions // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1995. V. 38. P. 2143.

127. Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. М.: Наука, 1984. 288 с.

128. Кирдяшкин А.Г., Леонтьев А.И., Мухина Н.В. Устойчивость ламинарного течения жидкости в вертикальных слоях при естественной конвекции // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. № 5. С. 170-174.

129. Bratsun D.A., Zyuzgin A.V., Putin G.F. Non-linear dynamics and pattern formation in a vertical fluid layer heated from the side // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2003. V. 24. pp. 835-852.

130. Шайдуров Г.Ф. Устойчивость конвективного пограничного слоя в жидкости, заполняющей горизонтальный цилиндр // Инженерно-физический журнал. 1959. Т. 2. № 12. С. 68-71.

131. Elder J.W. Laminar free convection in a vertical slot // Journal of Fluid Mechanics. 1965. V. 23. P. 77-98.

132. Kutateladze S.S., Berdnikov V.S. Structure of thermogravitational convection in a flat variously oriented layers of liquid and on a vertical wall // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1984. V. 27. № 9. P. 1595-1611.

133. Калашников С.Г. Электричество: Учебное пособие для вузов. 6-е изд., стереотипное. – М.: Физматлит, 2003. – 624 с.

134. Глухов А.Ф., Путин Г.Ф. Конвекция магнитных жидкостей в связанных каналах при подогреве снизу // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 5. С. 41-48.

135. Глухов А.Ф., Демин В.А., Попов Е.А. Тепловая конвекция магнитной наносуспензии в узких каналах // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 1. С. 41-51.

136. Glukhov A.F., Zorin S.V., Putin G.F., Petukhova E.S. Thermal convection in connected vertical channels of finite height // Heat transfer. Soviet research. 1988. Vol. 20. №. 2. P. 167-173.

137. Sprenger L., Lange A., Odenbach S. Thermodiffusion in concentrated ferrofluids // Phys. Fluids. 2013. Vol. 25. P. 122002.

138. Глухов А.Ф. О периодической потере устойчивости конвекции магнитной жидкости в подогреваемых снизу вертикальных каналах // Вестник Пермского университета. Физика. 2019. № 1. С. 17-25.

139. Ryzhkov I.I., Shevtsova V.M. On thermal diffusion and convection in multicomponent mixtures with application to the thermogravitational column // Phys. Fluids. 2007. Vol. 19. Is. 2. P. 027101.

140. Рыжков И.И. Термодиффузия в смесях: уравнения, симметрии, решения и их устойчивость. – Новосибирск: Издательство СО РАН, 2013. 200 с.

141. Демин В.А. Конвективные сепараторы // Прикладная физика. 2013 . №4. С. 60-67.

142. Черепанов И.Н. О перераспределении примеси в коллоидных смесях // Журнал технической физики. 2018. Т. 88. вып. 12. С. 1763-1770.

143. Krauzina M.T., Bozhko A.A., Putin G.F., Suslov S.A. Intermittent flow regimes near the convection threshold in ferromagnetic nanofluids // Physical Review E. 2015. Vol. 91. no. 1. P. 013010.

144. Paliwal R.C., Chen C.F. Double-diffusive instability in an inclined fluid layer // J. Fluid Mech. 1980. vol. 98. P. 755-768.

145. Lee J., Hyun M.T., Kang Y.S. Confined natural convection due to lateral heating in a stably stratified solution. International Journal of Heat and Mass Transfer. 1990. vol. 33. P. 869–875.

146. Lukashevich M.V., Naletova V.A., Tyatyushkin A.N. et al. Redistribution of ferromagnetic particle concentration in a magnetic fluid // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1990. Vol. 85. no. 1-3. P. 216-218.

147. Краков М.С. Диффузия и концентрационная конвекция как механизмы перемешивания магнитной и немагнитной жидкостей // Тенденции развития науки и образования. 2018. № 44-7. С. 23-29.