

На правах рукописи



Краузина Марина Тахировна

**Свободная конвекция  
магнитной жидкости в шаровой полости  
в гравитационном и магнитном полях**

01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Пермь – 2019

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

Научный руководитель: **Божко Александра Александровна**, доктор физико-математических наук, доцент.

Официальные оппоненты: **Жуков Михаил Юрьевич**, доктор физико-математических наук, профессор, ФГАОУ ВО "Южный федеральный университет", заведующий кафедрой вычислительной математики и математической физики (г. Ростов-на-Дону).

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

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

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

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

Автореферат разослан « \_\_\_\_ » февраля 2019 г.

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

 / А.Л. Зуев

## Общая характеристика работы

**Актуальность и степень разработанности темы исследования.** Магнитные жидкости (МЖ) представляют собой коллоидные растворы ферромагнитных частиц со средним размером 10 нм в жидкости–носителе. Они являются магнитополяризующимися непроводящими средами с магнитной восприимчивостью, в  $10^4$ – $10^6$  раз превосходящей восприимчивость естественных жидких сред.

По своему составу МЖ относятся к классу наножидкостей — сред, состоящих из жидкости–носителя и твердых частиц с характерным размером 1–100 нм. Применение наножидкостей в качестве теплоносителя является одним из перспективных способов увеличения эффективности систем охлаждения, на использование которых приходится до 50% мировых затрат электричества. Использование наножидкостных теплоносителей на сегодняшний день затруднено не только в связи с дороговизной их производства, но и с обилием противоречивых результатов. В частности, нет ясного понимания механизмов тепло– и массопереноса. Число экспериментов по свободной конвекции крайне мало: согласно современным обзорам, соотношение эксперимент–теория примерно равно 1:20. В магнитных наножидкостях, за исключением ряда работ, конвекция в отсутствие магнитного поля подробно не исследовалась, что отчасти связано с традиционной трактовкой МЖ как однокомпонентной магнитополяризующейся среды. Поэтому в большинстве экспериментальных работ рассматриваются течения, управляемые магнитным полем. В реальности МЖ представляет собой многокомпонентную среду, включающую жидкость–носитель, свободные молекулы стабилизатора, однодоменные магнитные частицы и их агрегаты. Кроме того, углеводородные жидкости–носители имеют сложный химический состав. Вследствие этого в МЖ реализуются такие явления тепло– и массопереноса, как: термо– и концентрационно–гравитационная конвекция, термо– и концентрационно–магнитная конвекция, термодиффузия, магнитофорез, гравитационная седиментация частиц и агрегатов. Взаимодействие этих механизмов может приводить к возникновению сложных колебательных конвективных течений вблизи порога устойчивости механического равновесия.

Для изучения взаимодействия архимедовского и термодиффузионного механизмов конвекции МЖ, а также влияния гравитационной седиментации частиц, удобно использовать шаровую полость. Такая геометрия уникальна с точки зрения простоты первой моды конвективной неустойчивости, отвечающей одному вихрю или ячейке. При этом не требуется учитывать взаимодействия различных мод и влияние границ, как, например, в случае плоского слоя.

Для исследования действия однородного магнитного поля на конвективное

течение также выгодно использовать шаровую полость, поскольку во внешнем однородном магнитном поле в изотермической ситуации она имеет однородное внутреннее поле. Вследствие зависимости намагниченности МЖ от температуры в ней может индуцироваться термомагнитная конвекция: холодные слои МЖ, имеющие большую намагниченность, будут втягиваться в области с большей напряженностью магнитного поля, вытесняя при этом более нагретые слои. Термомагнитный механизм особо актуален в случаях, когда термогравитационная конвекция затруднена или невозможна, например, в условиях микрогравитации и в микроэлектронике.

Важно отметить, что многообразие механизмов тепло- и массопереноса и, соответственно, контролирующих параметров, а также зависимость коэффициентов переноса от ряда внешних факторов и микроструктуры иногда затрудняет проведение достоверных теоретических расчетов для конвекции в МЖ и делает крайне необходимыми экспериментальные исследования.

**Целью диссертационной работы** является экспериментальное исследование конвективной устойчивости и теплопереноса в шаровой полости МЖ в гравитационном поле, а также влияния на них внешнего однородного магнитного поля.

Для достижения поставленной цели были сформулированы следующие задачи:

- исследовать термогравитационную конвекцию МЖ и ее жидкости-носителя — трансформаторного масла (ТМ);
- провести сравнение теплопереноса в МЖ и ТМ в теплопроводном и конвективном режимах;
- изучить конвективный теплоперенос в МЖ при различных взаимных ориентациях приложенного градиента температуры и напряженности внешнего однородного магнитного поля.

**Научная новизна** работы состоит в том, что в ней впервые:

1. Показано, что причиной жесткого возбуждения конвективного течения стратифицированной МЖ является не только седиментация частиц, но и стратификация жидкости-носителя — ТМ.
2. Проведены продолжительные (до 1 месяца) опыты по изучению конвективных колебательных режимов в МЖ на основе ТМ и ее жидкости-носителя вблизи порога механического равновесия в шаровой полости. Показано, что наличие твердых частиц в МЖ приводит к незатухающим перемежающимся автоколебаниям, связанных с поворотом оси вала, в то время

как в промышленном ТМ наблюдаются колебания переходного характера. В экспериментах с очищенным от тяжелой фракции ТМ колебательных режимов не обнаружено.

3. Показана возможность как стабилизирующего, так и дестабилизирующего влияния вертикального однородного магнитного поля на теплоперенос МЖ в шаровой полости в зависимости от контролирующих параметров и условий нагрева.
4. Помимо ориентационного эффекта горизонтального однородного магнитного поля, оказываемого на одновихревое течение МЖ в шаровой подогреваемой снизу полости, обнаружено его стабилизирующее влияние.
5. Установлено, что при фиксированном направлении оси вращения вала, которое реализуется при обогреве сбоку, горизонтальное однородное магнитное поле оказывает почти одинаковое стабилизирующее действие при различных взаимных ориентациях градиента температуры и вектора напряженности магнитного поля.

**Теоретическая и практическая значимость.** Полученные данные о возникновении конвекции и ее режимах в МЖ, а также о влиянии на них однородного магнитного поля, важны с фундаментальной точки зрения для построения более совершенных теоретических моделей теплопереноса в коллоидах, наножидкостях и магнитополяризующихся средах. Результаты исследования могут быть использованы при разработке теплообменных устройств, содержащих в качестве теплоносителя наножидкость. Знание особенностей конвективных режимов в наножидкостях позволит создать новые технические решения в химической и пищевой промышленности, где технологические процессы требовательны к пространственному распределению ультратонких частиц. Понимание влияния приложенного магнитного поля на теплоперенос необходимо для создания и контроля устройств, использующих термомагнитный механизм конвекции.

Исследования, вошедшие в диссертацию, проводились при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований 16-31-00091 и ведущих научных школ НШ-4022.2014.1, НШ-9176.2016.1.

**Методология и методы исследования.** Для изучения конвективной устойчивости в работе использовался температурный метод, основанный на регистрации изменения равновесного поля температур в результате возникновения в полости конвективного движения. Показания медь–константановых термопар фиксировались многоканальным электронным самописцем для измере-

ния температуры «Термодат». Прибор имеет класс точности 0.25, внесен в Государственный реестр средств измерений и обладает необходимой сертификацией. При помощи программы TermodatNet измерения накапливались в базе данных, а также осуществлялось их графическое представление. Обработка результатов осуществлялась с помощью Фурье- и вейвлет-анализов, успешно применяемых для изучения гидродинамических систем.

### **Положения, выносимые на защиту.**

1. Значительное влияние гравитационного осаждения твердых частиц и их агрегатов, а также тяжелых составляющих, содержащихся в жидкости-носителе, на возбуждение конвективного движения в шаровой полости с МЖ.
2. Экспериментальное обнаружение длительных нерегулярных колебательных режимов конвекции МЖ и колебаний переходного характера в жидкости-носителе — ТМ, возникающих в шаровой полости вследствие поворота оси вала вблизи порога механического равновесия.
3. Вывод о том, что именно наличие твердых частиц в МЖ приводит к возникновению нерегулярных незатухающих колебательных режимов конвекции вблизи ее порога в шаровой полости.
4. Условия, при которых вертикальное однородное магнитное поле оказывает стабилизирующее или дестабилизирующее действие на неоднородно нагретую МЖ в шаровой полости.
5. Экспериментальное обнаружение ориентационного и стабилизирующего эффектов горизонтального однородного магнитного поля на одновихревое течение МЖ в шаровой полости.
6. Вывод о стабилизации конвективного течения МЖ при боковом обогреве шаровой полости независимо от взаимной ориентации горизонтального однородного магнитного поля и градиента температуры.

**Достоверность результатов** обеспечивается тщательной проработкой методики измерений, подробным анализом погрешностей, воспроизводимостью результатов. Кроме того, результаты согласуются с полученными ранее данными экспериментальных и теоретических работ.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертации докладывались на Краевой научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Физика для Пермского края» (Пермь, 2011, 2013); Всероссийской конференции молодых ученых «Неравновесные процессы в сплошных средах» (Пермь, 2011); Российской конференции по магнитной гидродинамике (Пермь,

2012, 2018); XVIII Зимней школе по механике сплошных сред (Пермь, 2013); Международной школе–конференции Тараповские чтения «Современные проблемы математики, механики, информатики» (Харьков, Украина, 2013); XIV Всероссийской школе–семинаре по проблемам физики конденсированного состояния вещества (Екатеринбург, 2013); 9th International Conference on Fundamental and Applied MHD, Thermo Acoustic and Space Technologies (Рига, Латвия, 2014); 16-ой Международной Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям (Плес, 2014); 6th International Symposium on Bifurcations and Instabilities in Fluid Dynamics (Париж, Франция, 2015); 14th International Conference on Magnetic Fluids (Екатеринбург, 2016); XI Международной школе–конференции «Хаотические автоколебания и образование структур» (Саратов, 2016); 6-ой Всероссийской научной конференции «Физико–химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем» (Ставрополь, 2017); Пермском городском гидродинамическом семинаре им. Г. З. Гершуни и Е. М. Жуховицкого (Пермь, 2018); научном семинаре Института механики сплошных сред УрО РАН (Пермь, 2018).

**Публикации.** Материалы диссертации опубликованы в 25 печатных работах: 6 статей в журналах, являющихся рецензируемыми научными изданиями, в которых должны быть опубликованы основные результаты диссертации на соискание ученой степени кандидата наук [1–6]; 5 статей в журнале, индексируемом системой РИНЦ [7–11]; 5 статей в сборниках трудов конференций [12–16] и 9 тезисов докладов [17–25].

**Личный вклад автора.** Постановка задач, обсуждение и анализ результатов исследования проводились с научным руководителем и соавторами. Эксперименты и обработка полученных результатов выполнены лично автором.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из общей характеристики работы, обзора литературы, трех глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 134 страницы, включая 58 рисунков и 3 таблицы. Библиография включает 219 наименований на 22 страницах.

## Содержание работы

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

**В первой главе** представлен обзор литературы о свойствах и особенностях теплопереноса в нано– и ферронаножижкостях (или МЖ).

**Во второй главе** описана методика экспериментов по конвекции МЖ в шаровой полости в гравитационном и магнитном полях. В шаровой полости возникает равновесное распределение температуры, которому соответствуют

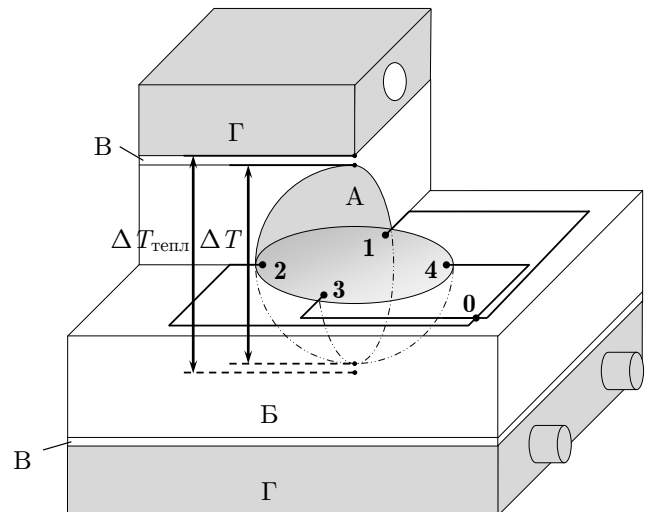
горизонтальные изотермы, если она находится в массиве с однородным вертикальным градиентом температуры, и его размеры велики по сравнению с размером шарового вкрапления. Для уменьшения времени прогрева массив в форме плоскопараллельной пластины можно зажать между горизонтальными изотермическими теплообменниками вплотную к шаровой полости в случае, когда отношение теплопроводностей жидкости и массива близко к единице. Для используемых в экспериментах жидкостей (табл. 1) и массива из оргстекла ( $\lambda_{\text{орг}} = 0.18 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$  — коэффициент теплопроводности оргстекла) эти отношения будут равны 1.3, 1.3 и 1.1 для МЖ на основе полиэтилсилоксана (ПЭС), керосина и трансформаторного масла, соответственно.

**Таблица 1.** Свойства МЖ, используемых в опытах

Жидкость–носитель	$\rho, 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$	$M_s, \text{ кА}/\text{м}$	$\eta, \text{ Па}\cdot\text{с}$	$\lambda, \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$
ТМ	1.37	51.1	0.069	0.20
ПЭС	1.49	52.8	0.376	0.24
керосин	1.25	48.7	0.009	0.23

В таблице 1 приведены свойства коллоидных растворов магнетитовых частиц средним размером 10 нм, стабилизированных олеиновой кислотой, для разных жидкостей–носителей при температуре  $20^\circ\text{C}$ :  $\rho$  — плотность,  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $\eta$  — коэффициент динамической вязкости,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности.

Экспериментальная кювета (рис. 1) представляла собой шаровую полость **А** диаметром  $d = 16.0 \pm 0.1 \text{ мм}$ , которая была вырезана в блоке из оргстекла **Б**, состоящего из двух одинаковых пластин размером  $53 \times 53 \times 9.0 \text{ мм}^3$ . Для регистрации теплового потока в приполюсной области полости к блоку прикреплялись две прослойки **В** из оргстекла толщиной  $h = 1 \text{ мм}$ . Блок с прослойками ограничивался двумя алюминиевыми теплообменниками **Г**, через которые струйными



**Рис. 1.** Схема экспериментальной кюветы ультрагермостатами прокачивалась вода постоянной температуры с точностью  $0.02 \text{ К}$ . Для изучения влияния однородного магнитного поля на конвекцию МЖ кювета помещалась в центральную область катушек Гельмгольца (напряженность до  $56.2 \text{ кА}/\text{м}$ ), либо зажималась между полюсами электромагнита (до  $220 \text{ кА}/\text{м}$ ).



Разности температур на полюсах полости  $\Delta T$  и между теплообменниками  $\Delta T_{\text{тепл}}$  регистрировались при помощи двух медь–константановых термопар. Для наблюдения за структурой конвективных течений использовалась система четырех медь–константановых термопар (спаи **1–4**), расположенных при подогреве снизу или сверху в экваториальной плоскости сферы. Показания термопар фиксировались каждые 10 с многоканальным электронным самописцем для измерения температуры «Термодат» с разрешением 0.01 К. Самописцы «Термодат» подключались к USB–порту компьютера и опрашивались программой TermodatNet, которая накапливает измерения в базе данных, а также осуществляет их графическое представление.

При проведении экспериментов с МЖ необходимо учитывать, что процессы переноса происходят с различными характерными временами: гидродинамическим  $t_\nu = d^2\rho/(\pi^2\eta)$ , тепловым  $t_t = d^2/(\pi^2\alpha)$  и диффузионным  $t_D = d^2/(\pi^2D)$ . Для используемой шаровой полости, заполненной МЖ на основе ТМ ( $\eta = 0.069$  Па·с, коэффициент температуропроводности  $\alpha = 7 \cdot 10^{-8}$  м<sup>2</sup>/с, коэффициент диффузии  $D = 2 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/с), эти времена составляют  $t_\nu \sim 10^0$  с,  $t_t \sim 10^2$  с,  $t_D \sim 10^7$  с. Наименьший временной масштаб контролировал интервал выборки, а наибольший определял общую продолжительность экспериментов.

Для характеристики теплового потока в конвективном режиме использовалось число Нуссельта, равное отношению полного теплового потока к его теплопроводной составляющей:  $Nu = \Delta T_{\text{пр}}/(k\Delta T)$ , где  $\Delta T_{\text{пр}} = \Delta T_{\text{тепл}} - \Delta T$  — перепад температуры на двух прослойках,  $k = 2\lambda h/(\lambda_{\text{орг}}d)$ .

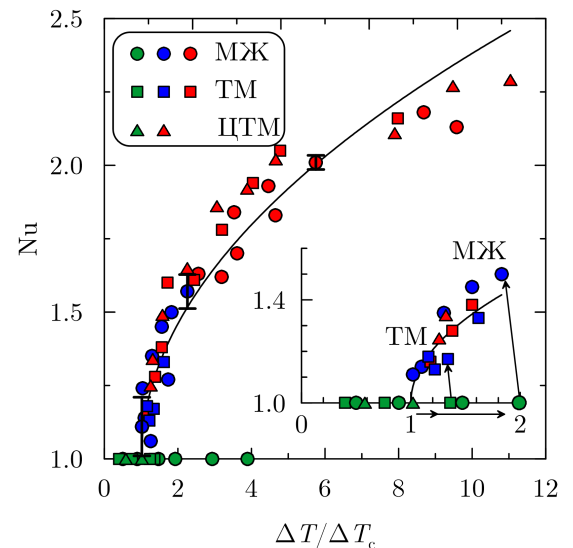
Одиночный конвективный вихрь с горизонтальной осью произвольной ориентации, соответствующий первой моде неустойчивости в шаре, может быть представлен как суперпозиция двух ортогональных базисных вихрей с осями, расположенными вдоль термопар **1, 3** и **2, 4** (рис. 1). Тогда конвективные возмущения  $\theta_I$  и  $\theta_{II}$ , индуцируемые ортогональными вихрями, равны  $\theta_I = \theta_1 - \theta_3$  и  $\theta_{II} = \theta_2 - \theta_4$ , где  $\theta_{1-4}$  — показания четырех экваториальных термопар, фиксирующих температуру относительно общего спаи **0**. Расположенные таким образом термопары позволяли обнаружить другие гармоники, в том числе, конвективную структуру в виде тора.

Сложный состав и многообразие механизмов переноса в МЖ затрудняют указание строгих значений целого набора физических параметров, некоторые из которых на сегодняшний день неизвестны или определены в ограниченном диапазоне, например, коэффициенты термодиффузии, вращательной вязкости. В этом случае при представлении результатов целесообразно использовать контролируемые в эксперименте размерные величины — перепад температуры  $\Delta T$  и напряженность приложенного магнитного поля  $H$ , так как безразмерные параметры будут носить только оценочный характер.

В третьей главе представлены результаты экспериментов по термогравитационной конвекции в МЖ, а также ее органическом носителе — промышленном ТМ (в дальнейшем просто ТМ) и очищенном, путем центрифугирования, от тяжелой фракции ТМ (ЦТМ). На рис. 2 показана зависимость величины безразмерного теплового потока от относительного перепада температуры между полюсами шара, заполненного МЖ на основе ТМ (круги), ТМ (квадраты) или ЦТМ (треугольники). Зеленые символы на горизонтальной оси соответствуют состояниям, в которых конвекция отсутствовала при постепенном повышении разности температур. Синие символы соответствуют колебательным конвективным течениям, которые наблюдались при перепадах температуры  $\Delta T/\Delta T_c \leq 2.3$  в МЖ и  $\Delta T/\Delta T_c \leq 1.6$  в ТМ. Колебания соответствуют течениям в виде вала, ось вращения которого прецессировала в экваториальной плоскости шаровой полости. Красными символами обозначены стационарные режимы конвекции, в которых ось конвективного вала не меняла направление в течение всего эксперимента. Чтобы сделать график более читаемым, абсолютная погрешность  $Nu$  указана только для точек при  $\Delta T/\Delta T_c = 1.02, 2.26, 5.75$ .

Для обеспечения однородности рабочих жидкостей и получения воспроизводимого от опыта к опыту критического перепада температуры  $\Delta T_c$  ( $1.8 \pm 0.1$  К в МЖ и  $0.5 \pm 0.1$  К в ТМ и ЦТМ) проводилось их предварительное перемешивание при помощи конвективного течения. Для этого в течение часа задавался максимально возможный для экспериментальной установки перепад температуры между теплообменниками  $\Delta T_{\text{тепл}} = 55$  К, и кювета поворачивалась таким образом, чтобы теплообменники располагались вертикально. Тем самым создавалась обстановка обогрева сбоку, соответствующая наибольшей скорости конвекции. Для перемешанных таким образом МЖ, ТМ и ЦТМ точки ложатся на одну, характерную для однокомпонентных жидкостей, корневую зависимость. Для ЦТМ точки всегда находятся на данной кривой.

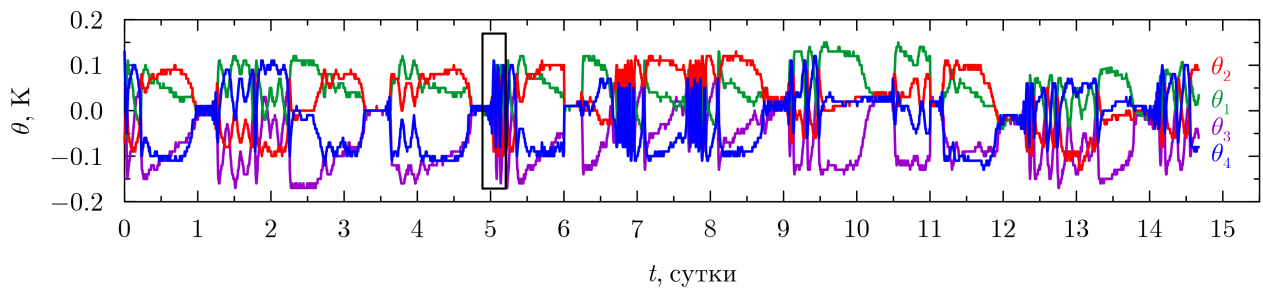
В отличие от «перемешанных» МЖ и ТМ, в стратифицированных в поле тяжести рабочих жидкостях наблюдается гистерезис. Запаздывание конвекции для МЖ и ТМ, находившихся в неподвижном состоянии 3 суток, показано на увеличенном фрагменте рис. 2 и составляло 99% для МЖ и 36% для ТМ. Ко-



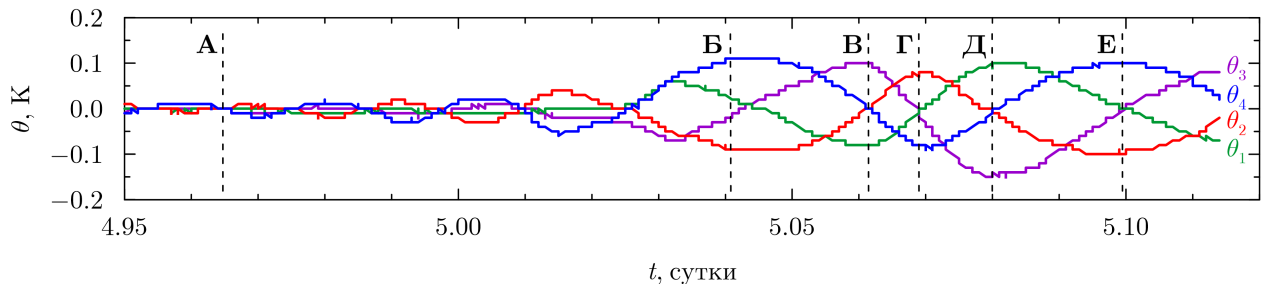
**Рис. 2.** Зависимость числа Нуссельта от относительного перепада температуры в подогреваемой снизу шаровой полости. На увеличенном вблизи порога конвекции фрагменте показан гистерезис при возбуждении конвекции

нечно-амплитудное возбуждение конвекции обозначено стрелками, направленными вверх. Возвращение к механическому равновесию для обеих жидкостей в условиях допустимой погрешности эксперимента происходило плавно.

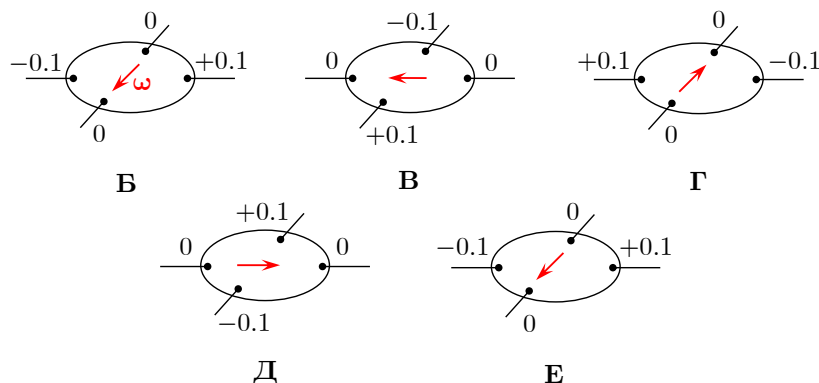
В МЖ вблизи порога механического равновесия имели место режимы со спонтанным прекращением и возникновением течения. Для такого режима на рис. 3 представлена временная запись температурных сигналов с четырех расположенных в плоскости экватора термопар при  $\Delta T = 1.2\Delta T_c$ , на которой колебательные движения (положительные и отрицательные значения показаний термопар) чередуются с состояниями механического равновесия ( $\theta_{1-4} = 0$ ).



**Рис. 3.** Термограмма режима со спонтанным прекращением и последующим возбуждением течения в МЖ при  $\Delta T = 1.2\Delta T_c$



**Рис. 4.** Увеличенный фрагмент рис. 3, выделенный прямоугольной рамкой

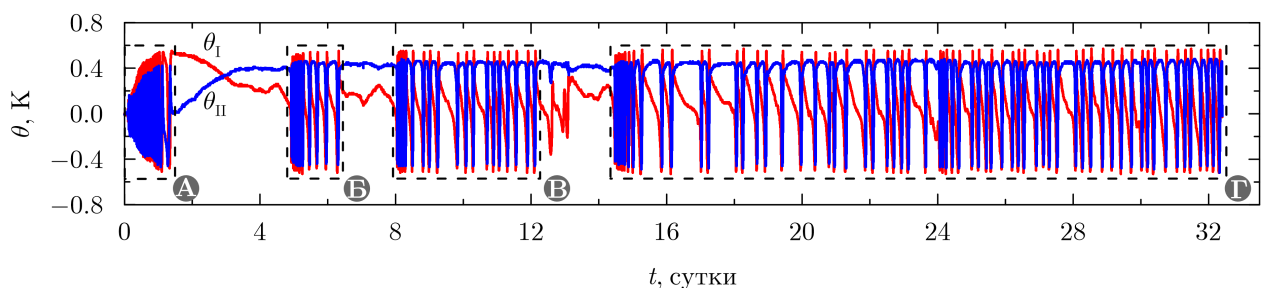


**Рис. 5.** Положения вектора угловой скорости конвективного вихря в экваториальном сечении шара в моменты времени, указанные на рис. 4 метками Б–Е. Положения термопар соответствуют нумерации на рис. 1

Выделенный на рис. 3 прямоугольной рамкой фрагмент увеличен на рис. 4. Чтобы показать связь между показаниями термопар и соответствующей им

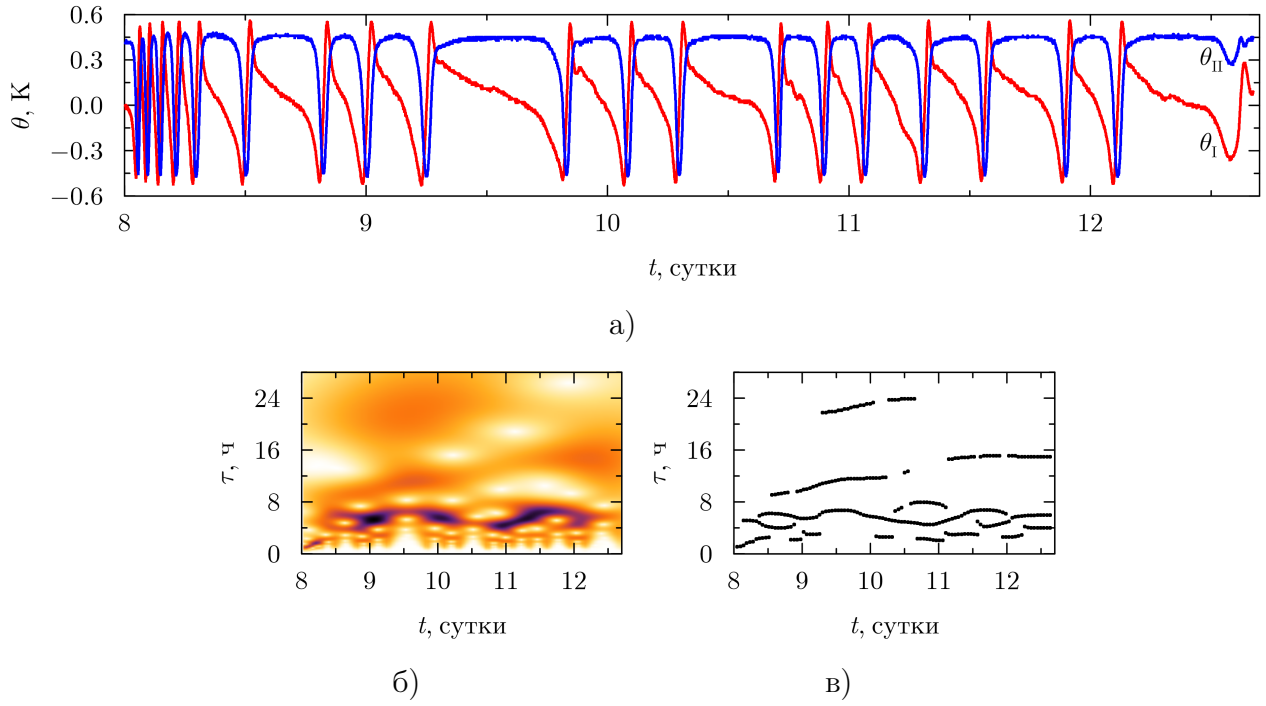
структурой течения, штриховыми линиями на рис. 4 отмечены моменты времени, для которых указаны положения вектора угловой скорости конвективного вихря  $\omega$  в экваториальной плоскости на рис. 5. В момент времени **A** значения  $\theta_{1-4}$  равны нулю, что соответствует отсутствию конвективного течения. После возникновения течения и экспоненциальной раскачки конвективных возмущений с момента времени **B** до **E** ось вихря поворачивается на  $360^\circ$  по часовой стрелке.

При увеличении приложенного перепада температуры в течение нескольких недель в МЖ наблюдались незатухающие автоколебания с переходами от квазигармонических колебаний к релаксационным, а затем нерегулярным колебаниям, перемежающиеся с состояниями слабо меняющегося сигнала. На рис. 6 вместо показаний четырех экваториальных термопар для наглядности и удобства интерпретации представлена типичная запись температурных составляющих базисных вихрей  $\theta_I$  и  $\theta_{II}$ . На термограмме области, в которых происходят колебания с периодами от десятков минут до нескольких часов, чередуются с участками со слабыми и постепенными изменениями сигналов в течение 1–2 суток. В случае слабо меняющегося сигнала происходят повороты оси конвективного вала на малые углы относительно временно устойчивого положения. В случае резкого изменения знака  $\theta$  происходит поворот оси конвективного вала на  $180^\circ$  и, соответственно, изменение циркуляции течения.



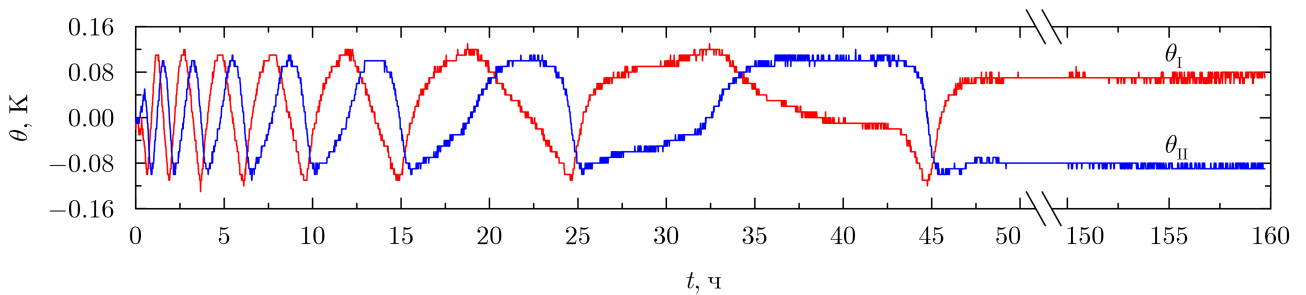
**Рис. 6.** Термограмма перемежающегося колебательного режима в МЖ при  $\Delta T = 1.8\Delta T_c$

Для спектрального анализа колебаний сигнал был разделен на участки, содержащие высокочастотные составляющие: **A** (первые сутки), **B** (4–6 сутки), **B** (8–12 сутки) и **Г** (14–32 сутки). Для температурного сигнала  $\theta_I$  было выполнено вейвлет–преобразование с базисной функцией Морле, а также построен скелетон — линии локальных максимумов вейвлет–коэффициентов для фиксированного времени. Для примера приведем результаты обработки сигнала из области **B** (рис. 7а). На вейвлетном спектре (рис. 7б) темный цвет соответствует наибольшим вейвлет–коэффициентам. Скелетон (рис. 7в) уточняет локализацию периодов во времени. Видно, что основной период немонотонно изменялся со временем в интервале от 4 до 7 ч. Наряду с таким поведением наблюдались колебания с характерными периодами от 8 до 24 ч.



**Рис. 7.** Увеличенный фрагмент области **В** (8–12 сутки на рис. 6,  $\Delta T = 1.8\Delta T_c$ ) а), вейвлетный спектр б) и его скелетон в)

В жидкости–носителе (ТМ) конвекция вблизи порога механического равновесия также имела колебательный характер, но переходного типа (рис. 8). При переходе от колебательного к стационарному движению период колебаний постепенно увеличивался от нескольких десятков минут до нескольких десятков часов, а сам процесс перехода продолжался от нескольких часов до двух суток.



**Рис. 8.** Термограмма для ТМ при  $\Delta T = 1.6\Delta T_c$

Автоколебания в обеих жидкостях могут быть связаны с конкуренцией градиентов плотности тепловой и концентрационной природы. Градиенты концентрации могут возникать вследствие термодиффузии и гравитационной седиментации частиц и агрегатов — в МЖ, либо тяжелых составляющих органической смеси — в обеих средах.

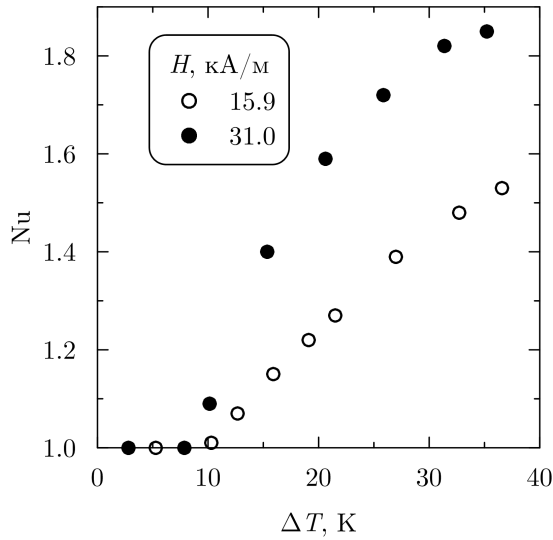
В **четвертой главе** рассматривается влияние внешнего однородного магнитного поля на устойчивость механического равновесия и конвективное тече-

ние в шаровой полости, заполненной МЖ. Если в направлении градиента температуры приложено магнитное поле, то в МЖ будет возникать внутренний градиент напряженности, индуцируемый температурной неоднородностью намагниченности, и дополнительная пондеромоторная сила. Отношение этой силы к силе вязкого трения характеризуется магнитным числом Рэлея  $Ra_m = \mu_0(K\Delta TL)^2/(\eta\alpha(1 + \chi))$ , где  $\mu_0$  — магнитная постоянная,  $K$  — температурный коэффициент намагниченности,  $L$  — характерный размер,  $\chi$  — дифференциальная магнитная восприимчивость. Таким образом, чтобы обеспечить значительные  $Ra_m$  в шаровой полости надо использовать МЖ с высоким  $K$ , с небольшой  $\eta$  и прикладывать высокие  $\Delta T$ .

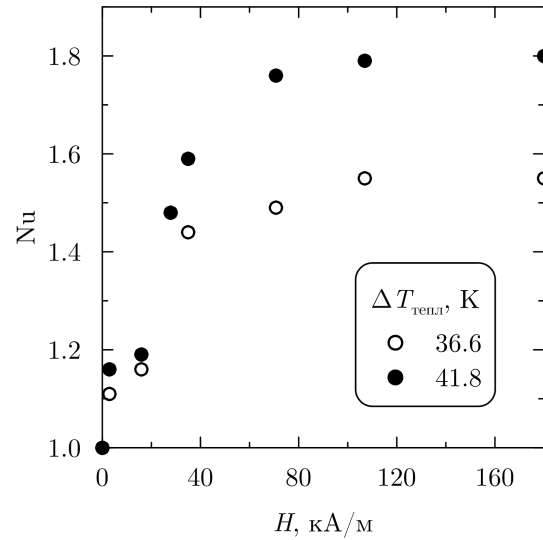
Согласно оценкам, в шаровой подогреваемой снизу полости магнитное число Рэлея меньше, чем гравитационное на два порядка. В этом случае на первый план выступают стабилизирующие течение эффекты: гравитационная седиментация частиц и агрегатов и магнитная вязкость. Например, в вертикальном магнитном поле напряженностью  $H = 180$  кА/м наблюдалось уменьшение теплового потока до 35%.

При нагреве сверху на фоне устойчивого механического равновесия при достаточно высоких  $\Delta T$  ( $Ra_m \sim \Delta T^2$ ) при включении внешнего однородного вертикального магнитного поля возникает термомагнитная конвекция. В МЖ на основе керосина в случае относительно высоких перепадов температуры ( $\Delta T > 30$  К) и магнитных полей ( $H = 31$  кА/м), тепловой поток увеличивается до 80% (рис. 9, погрешность измерений для всех графиках данной главы соответствует размерам символов). В МЖ на основе ТМ наблюдался аналогичный рост теплопереноса, что показано на зависимостях  $Nu(H)$  на рис. 10. Как видно из графика, термомагнитная конвекция возникает беспороговым образом и, достигнув максимума в полях примерно 80 кА/м, выходит на насыщение. Выход на насыщение может быть связан с нелинейной зависимостью параметра  $K^2/(1 + \chi)$ , характеризующего термомагнитный теплоперенос в МЖ.

Кроме того, исследовалось действие горизонтального магнитного поля на конвекцию МЖ в шаровой полости. При подогреве снизу в отсутствие магнитного поля все направления оси вращения вала равноправны. В горизонтальном магнитном поле ось конвективного вала выстраивается вдоль вектора напряженности магнитного поля, так как магнитное поле гасит температурные возмущения, неоднородные вдоль его направления. Помимо этого, наблюдалось ослабление теплопереноса, которое показано на рис. 11. Например, угасание конвекции при  $\Delta T_{\text{тепл}} = 25.0$  К происходило при  $H = 21.6$  кА/м, а при более высоком перепаде температуры  $\Delta T_{\text{тепл}} = 40.8$  К конвекция затухала при  $H = 49.9$  кА/м.

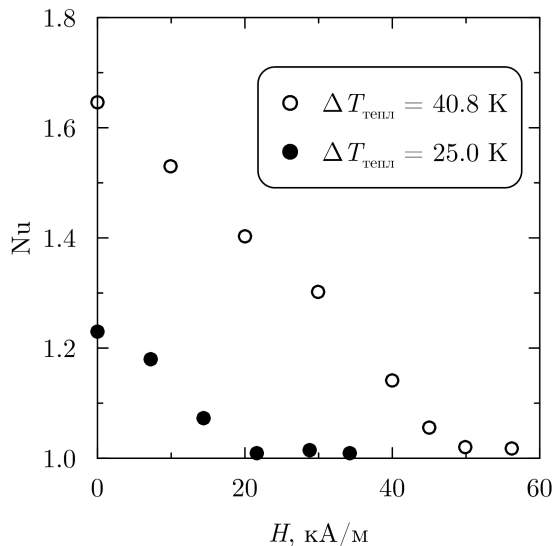


**Рис. 9.** Зависимость числа Нуссельта от перепада температуры на полюсах полости при нагреве сверху для МЖ на основе керосина в вертикальном магнитном поле

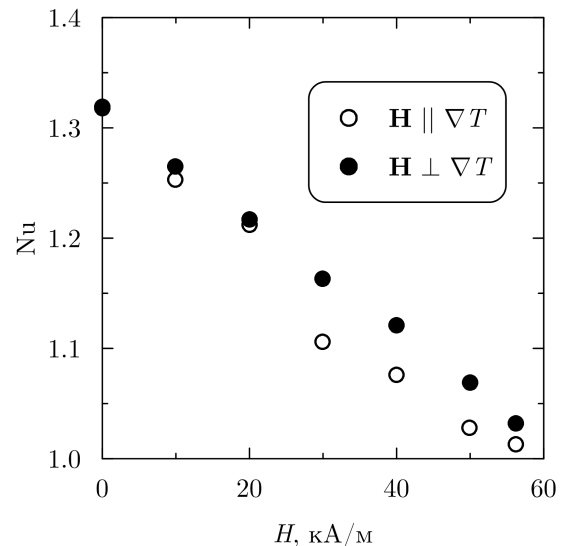


**Рис. 10.** Зависимость числа Нуссельта от модуля напряженности вертикального магнитного поля при нагреве сверху для МЖ на основе ТМ

Стабилизация конвективного течения в горизонтальном магнитном поле наблюдалась также при боковом обогреве полости в МЖ на основе керосина и ПЭС. Для примера на рис. 12 представлен теплоперенос при увеличении  $H$  при фиксированном перепаде температуры между теплообменниками в МЖ на основе ПЭС. Несмотря на различную ориентацию магнитного поля и градиента температуры ( $\mathbf{H} \parallel \nabla T$  и  $\mathbf{H} \perp \nabla T$ ) наблюдалось почти одинаковое стабилизирующее влияние.



**Рис. 11.** Зависимость числа Нуссельта от модуля напряженности горизонтального магнитного поля при подогреве снизу для МЖ на основе ПЭС



**Рис. 12.** Зависимость числа Нуссельта от модуля напряженности горизонтального магнитного поля при боковом обогреве для МЖ на основе ПЭС при  $\Delta T_{\text{тепл}} = 30.2 \text{ K}$

Подавление конвекции горизонтальным магнитным полем может быть объяснена тем, что однородное магнитное поле гасит температурные возмущения, приводящие к его искажениям. При боковом обогреве, когда  $\mathbf{H}$  сонаправлено с  $\nabla T$  и перпендикулярно оси вращения вала, вследствие конвективного течения возникают температурные возмущения, неоднородные вдоль направления поля. В случае, когда вал выстроен вдоль силовых линий магнитного поля (подогрев снизу, горизонтальное поле; боковой обогрев,  $\mathbf{H} \perp \nabla T$ ), также имеются температурные возмущения, возникающие в силу ограниченности кюветы.

## Основные результаты и выводы

1. Показано, что в МЖ, находившейся в состоянии равновесия от суток до месяца, термогравитационная конвекция в шаровой полости возникает жестко. Перепад температуры, необходимый для возбуждения течения, увеличивается при возрастании времени неподвижного состояния.
2. Обнаружено, что вблизи порога тепловой конвекции МЖ в шаровой полости имеют место колебательные режимы со спонтанным прекращением и возникновением течения. При увеличении приложенного перепада температуры в течение нескольких недель наблюдались перемежающиеся конвективные автоколебания, включающие составляющие с короткими и длинными периодами: от нескольких десятков минут до нескольких дней.
3. Как показали эксперименты в МЖ с различными носителями, при достижении двукратного критического перепада температуры в шаровой полости колебательное движение сменяется стационарным течением. Обратный переход от развитого конвективного движения к неподвижному состоянию в условиях погрешности эксперимента происходил плавно.
4. Проведены сравнительные эксперименты в шаровой полости с жидкостью-носителем — промышленным и очищенным от тяжелой фракции путем центрифугирования ТМ. Найдено, что в теплопроводном режиме в МЖ происходит интенсификация теплообмена по сравнению с ТМ. Однако свободная термогравитационная конвекция в МЖ возникает при большей, чем в ТМ, разнице температур между полюсами шаровой полости, и теплообмен при тех же прикладываемых перепадах температуры уменьшается.
5. Установлено, что наблюдаемые в стратифицированном промышленном ТМ колебательные режимы в отличие от МЖ имеют переходный характер и с течением времени сменяются стационарным течением.



6. Зарегистрировано стабилизирующее влияние вертикального однородного магнитного поля на термогравитационную конвекцию при подогреве шаровой полости с МЖ снизу.
7. При нагреве шаровой полости сверху при помощи вертикального однородного магнитного поля при перепадах температуры, на порядок больших критических, которые необходимы для создания термогравитационной конвекции при подогреве снизу, можно добиться интенсификации теплообмена до 100%.
8. Показано, что при подогреве шаровой полости снизу горизонтальное магнитное поле оказывает ориентирующее действие, то есть снимает вырождение по направлениям оси вращения конвективного вала, выстраивая его ось вращения параллельно силовым линиям. С увеличением напряженности магнитного поля наблюдается ослабление конвекции вплоть до ее полного прекращения.
9. Установлено, что в случае термогравитационной конвекции, индуцируемой в шаре боковым обогревом, при параллельной и перпендикулярной ориентациях напряженности горизонтального магнитного поля и градиента температуры наблюдается уменьшение конвективного теплопереноса с ростом величины магнитного поля. При определенных значениях напряженности магнитного поля и приложенного градиента температуры течение затухает.

## Список публикаций

1. Bozhko A. A., Kuchukova M. T., Putin G. F. The influence of external uniform magnetic field on convection in magnetic fluid filling a spherical cavity // *Magnetohydrodynamics*. 2013. Vol. 49, no. 1. P. 161–168.
2. 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 (1–12).
3. Krauzina M. T., Bozhko A. A., Krauzin P. V., Suslov S. A. Oscillatory instability of convection in ferromagnetic nanofluid and in transformer oil // *Fluid Dynamics Research*. 2016. Vol. 48, Iss. 6. P. 061407 (1–12).
4. Krauzina M. T., Bozhko A. A., Krauzin P. V., Suslov S. A. Complex behaviour of a nanofluid near thermal convection onset: Its nature and features // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2017. Vol. 104. P. 688–692.

5. Krauzina M. T., Bozhko A. A., Krauzin P. V., Suslov S. A. The use of ferrofluids for heat removal: advantage or disadvantage? // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2017. Vol. 431. P. 241–244.
6. Krauzina M. T., Bozhko A. A., Krauzin P. V., Suslov S. A. The influence of uniform external magnetic field on heat transfer in ferrocolloids // Magnetohydrodynamics. 2018. Vol. 54, no. 1–2. P. 61–64.
7. Кучукова М. Т. Влияние магнитного поля на конвекцию магнитной жидкости в шаровой полости // Вестник Пермского университета. Математика. Механика. Информатика. 2011. Вып. 5 (9). С. 118–121.
8. Божко А. А., Краузина М. Т., Путин Г. Ф. Нерегулярные колебания вблизи порога конвекции в магнитной наножидкости // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2013. Вып. 3 (25). С. 43–49.
9. Божко А. А., Краузина М. Т., Кудашкина В. С., Путин Г. Ф. Об особенностях конвективной устойчивости стратифицированной ферро-наножидкости // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2015. Вып. 1 (29). С. 27–34.
10. Божко А. А., Краузина М. Т., Путин Г. Ф. Общие черты и различия конвективной устойчивости магнитной жидкости и его органического носителя // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2015. Вып. 2 (30). С. 33–38.
11. 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. Серия: Физика. 2018. Вып. 1 (39). С. 54–64.
12. Кучукова М. Т., Колчанов Н. В. Конвекция магнитной жидкости в сферической полости в горизонтальном магнитном поле // Материалы краевой научно–практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Физика для Пермского края». Пермь, Россия. 2011. С. 7–9.
13. Кудашкина В. С., Кучукова М. Т. Экспериментальное исследование конвекции магнитной жидкости // Материалы краевой научно–практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Физика для Пермского края». Пермь, Россия. 2013. С. 8–11.
14. Bozhko A. A., Krauzina M. T., Putin G. F., Suslov S. A. Experimental study of initiation of convection in a spherical cavity filled with nanofluid // Proceedings of the 9th International Conference on Fundamental and Applied MHD, Thermo Acoustic and Space Technologies. Vol. 2. Riga, Latvia. 2014. P. 316–320.
15. Краузина М. Т., Божко А. А., Путин Г. Ф. О влиянии сложного состава магнитной жидкости на характер конвективных течений // Сборник трудов 16-ой Международной Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям. Плес, Россия. 2014. С. 120–125.

16. Краузина М. Т., Божко А. А., Краузин П. В. Влияние внешнего однородного магнитного поля на теплоперенос в шаровой полости ферроколлоида // Сборник трудов 6-ой Всероссийской научной конференции «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем». Ставрополь, Россия. 2017. С. 137–142.
17. Кучукова М. Т. Влияние магнитного поля на конвекцию магнитной жидкости в шаровой полости // Тезисы докладов Всероссийской конференции молодых ученых «Неравновесные процессы в сплошных средах». Пермь, Россия. 2011. С. 40.
18. Божко А. А., Кучукова М. Т., Путин Г. Ф. Влияние внешнего однородного магнитного поля на конвективные течения в шаровой полости магнитной жидкости // Тезисы докладов Российской конференции по магнитной гидродинамике. Пермь, Россия. 2012. С. 16.
19. Божко А. А., Кучукова М. Т., Путин Г. Ф. Управляемый и неуправляемый теплоперенос в магнитных наножидкостях // Тезисы докладов XVIII Зимней школы по механике сплошных сред. Пермь, Россия. 2013. С. 54.
20. Божко А. А., Краузина М. Т., Кудашкина В. С., Путин Г. Ф. Экспериментальное исследование тепловой конвекции в магнитной наножидкости // Тезисы докладов международной школы–конференции Тараповские чтения-2013 «Современные проблемы математики, механики, информатики». Харьков, Украина. 2013. С. 27.
21. Краузина М. Т. Перемежающиеся режимы вблизи порога конвекции магнитной жидкости // Тезисы докладов XIV Всероссийской школы–семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества. Екатеринбург, Россия. 2013. С. 181.
22. Bozhko A. A., Krauzina M. T., Putin G. F., Suslov S. A. Oscillatory instability of convection in ferromagnetic nanofluid and transformer oil // Book of abstracts of the 6th International symposium on bifurcations and instabilities in fluid dynamics. Paris, France. 2015. P. 159.
23. Krauzin P. V., Bozhko A. A., Krauzina M. T., Suslov S. A. The Use of Ferrofluids for Heat Removal: Advantage or Disadvantage? // Book of abstracts of 14th International Conference on Magnetic Fluids. Ekaterinburg, Russia. 2016. P. 99.
24. Краузин П. В., Краузина М. Т. Об особенностях нерегулярных колебаний в конвекции ферронаножидкости // Материалы XI Международной школы–конференции «Хаотические автоколебания и образование структур». Саратов, Россия. 2016. С. 92–93.
25. Bozhko A. A., Krauzina M. T., Sidorov A. S., Suslov S. A. Features of ferrocolloid convection in gravitational and magnetic fields // Book of abstracts of the 3th Russian Conference on Magnetohydrodynamics. Perm, Russia. 2018. P. 19.

*Научное издание*

Краузина Марина Тахировна

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук на тему:

Свободная конвекция  
магнитной жидкости в шаровой полости  
в гравитационном и магнитном полях

---

Подписано в печать 14.01.2019. Формат 60 × 84/16.

Тираж 100 экз. Усл. печ. л. 1. Заказ \_\_\_\_\_.

---

Отпечатано с готового оригинал-макета в типографии издательства  
Пермского национального исследовательского политехнического университета.

614990, г. Пермь, Комсомольский пр., 29, к. 113.

Тел.: (342) 219-80-33.