

## **Использование магнитной жидкости в качестве теплоносителя в системах охлаждения в условиях космического полета**

**Краузина М.Т.\* Сидоров А.С.\*\*, Буркова Е.Н.\*\*\***

*Пермский государственный национальный исследовательский университет,*

*ПГНИУ, ул. Букирева, 15, Пермь, 614990, Россия*

*\*e-mail: [marina.krauzina@gmail.com](mailto:marina.krauzina@gmail.com)*

*\*\*e-mail: [sidorovaliksandr@mail.ru](mailto:sidorovaliksandr@mail.ru)*

*\*\*\*e-mail: [burkova\\_ekaterin@mail.ru](mailto:burkova_ekaterin@mail.ru)*

**Статья поступила 08.09.2020**

### **Аннотация**

В работе обсуждаются результаты экспериментов и численного моделирования по исследованию механизмов тепло-, массопереноса в магнитных жидкостях. Магнитные коллоиды относят к классу наножидкостей и применяют в качестве рабочей жидкости в системах охлаждения. Показано, что в лабораторных условиях взаимодействие термогравитационного и терромагнитного механизмов переноса приводит к сложному поведению конвективной системы и, как следствие, усложнению процессов тепло- и массопереноса. Рассматривается возможность применения активных и пассивных систем охлаждения с магнитными жидкостями на борту космических аппаратов в условиях микрогравитации. Представленные результаты можно использовать для моделирования, расчета технических характеристик и энергоэффективности такой системы охлаждения.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, термомагнитная конвекция, магнитное поле, магнитофорез, термофорез.

### Введение

Магнитные жидкости – это синтезированные коллоидные дисперсии однодоменных частиц магнитного материала – железа, магнетита, кобальта, взвешенные в жидкости-носителе. Носителем выступают углеводороды (ундекан, керосин, трансформаторное масло), вода и другие жидкости [1]. Магнитные жидкости являются магнитополяризуемыми непроводящими материалами с магнитной восприимчивостью, в  $10^4$  –  $10^6$  раз больше, чем у естественных жидких сред. Благодаря зависимости намагниченности магнитной жидкости от температуры в них можно наблюдать термомагнитную конвекцию: холодные слои коллоида, имеющие большую намагниченность, втягиваются в область с большей напряженностью магнитного поля, вытесняя более нагретые слои. Практический интерес к термомагнитной конвекции обусловлен большим потенциалом ее применения в случаях, когда термогравитационная конвекция затруднена или невозможна, а именно в устройствах малых масштабов [2, 3] или в условиях низкой гравитации [4, 5]. Термомагнитная конвекция является подходящим методом, чтобы увеличить или уменьшить интенсивность конвекции в системах охлаждения в микроэлектронике и на космических аппаратах. Знания о закономерностях термомагнитной конвекции в магнитополяризуемых средах нужны, например, при выращивании кристаллов из диа- и парамагнитных расплавов [6] и белковых растворов [7] и усиления горения в невесомости [8].

Длительное время в конвективных задачах с магнитными жидкостями учитывались только термогравитационный и термомагнитный механизмы возбуждения течений, при этом концентрация магнитных частиц считалась однородной. Но на практике даже в изотермических условиях и отсутствии макроскопических движений в коллоидах наблюдаются гравитационное осаждение и диффузионный дрейф частиц. Структуры течений стратифицированной жидкости отличаются от тех, что наблюдаются в однородных жидкостях. Это приводит к изменениям тепло- и массопереноса и может быть объяснено термо- и концентрационно-гравитационной конвекцией, термо- и концентрационно-магнитной конвекцией, термофорезом, магнитофорезом и гравитационной седиментацией частиц. Совместное действие указанных механизмов приводит к сложным колебательным режимам конвективных течений вблизи порога устойчивости механического равновесия [9–12].

## **Результаты численных расчетов и лабораторных экспериментов**

### **Диффузия в магнитной жидкости**

Во многих технических устройствах, где используется магнитная жидкость, она находится под воздействием внешних полей: гравитационного и магнитного [13, 14]. В таких условиях даже в изначально однородной жидкости протекают процессы седиментации – дрейфа частиц под действием силы тяжести, и магнитофореза – дрейфа частиц в неоднородном магнитном поле [15, 16]. В результате магнитная жидкость расслаивается по концентрации дисперсных частиц,

что приводит к изменению физических свойств магнитной жидкости и нестабильности технологических параметров.

В отсутствие свободной конвекции единственным механизмом, препятствующим сегрегации, является градиентная диффузия, интенсивность которой определяется степенью неоднородности жидкости и межчастичными взаимодействиями (стерическими, магнитодипольными и гидродинамическими). Однако информация о процессах сегрегации частиц в силовых полях очень ограничена. В большинстве моделей при описании диффузионных процессов в магнитной жидкости используется приближение разбавленных растворов. Таким раствором можно считать магнитную жидкость, у которой объемная доля дисперсных частиц не превышает  $\langle \varphi \rangle = 0.03$ , малая начальная восприимчивость дисперсных частиц, и частицы не взаимодействуют друг с другом [17, 18]. В этом случае эффекты, связанные с собственными (размагничивающими) полями магнитной жидкости и магнитодипольными межчастичными взаимодействиями, играют второстепенную роль и ими можно пренебречь. Однако наибольший интерес для промышленности представляют концентрированные магнитные жидкости, в которые объемная доля дисперсных частиц  $\langle \varphi \rangle = 0.1 - 0.2$ , где межчастичные взаимодействия между дисперсными частицами становятся существенными.

Исследование массообмена в магнитной жидкости проведено в работах [15, 19]. В работе [15] численно, на примере квадратной полости показано, что внешнее однородное магнитное поле, задаваемое через безразмерный параметр Ланжевена  $\xi_0$ , даже в отсутствии гравитационного поля ( $g = 0$ ) и градиентов

температуры создает в полости с магнитной жидкостью неоднородное распределение концентрации дисперсных частиц (рис. 1). Перераспределение дисперсных частиц связано с возникновением в расчетной области неоднородного размагничивающего поля. Расслоение магнитной жидкости усиливается при увеличении параметра магнитодипольных взаимодействий  $\lambda$  или при увеличении внешнего поля.

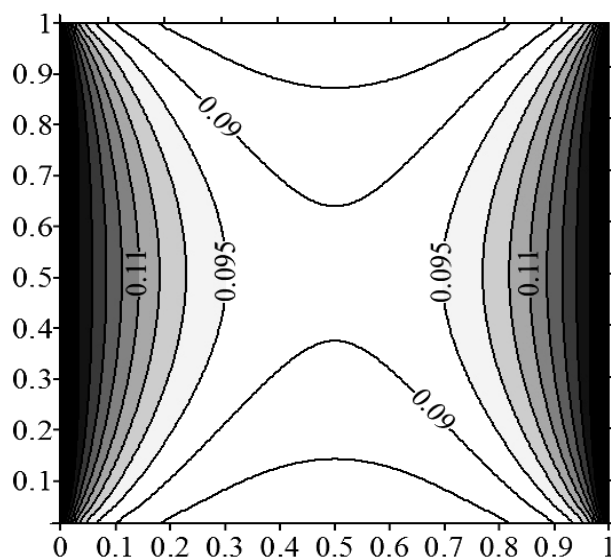


Рис. 1. Распределение концентрации частиц в полости квадратного сечения в вертикальном внешнем магнитном поле  $\xi_0 = 6$ ;  $\lambda = 2$ ,  $\langle \varphi \rangle = 0.1$ ,  $g = 0$ .

В работе [19] на примере задачи об определении сил, действующих на постоянный магнит, помещенный в прямоугольную полость с магнитной жидкостью, более подробно изучено влияние межчастичных взаимодействий. Соотношение сторон полости с магнитной жидкостью и магнитом равно трем. Исследовалось изменение квазиупругой силы, действующей на магнит со стороны

магнитной жидкости при его произвольном смещении по оси  $x$  относительно центра полости.

Магнитная жидкость в начальный момент времени находилась в однородном состоянии, а неоднородное поле постоянного магнита приводило к неоднородному распределению дисперсных частиц магнитной жидкости. Решалась двумерная задача для трех разных случаев. Сначала межчастичные взаимодействия, размагничивающие поля (приближение разбавленных растворов) и магнитофорез не учитывались. На следующем шаге решение получено с учетом магнитофореза и диффузии частиц. И в последнем варианте учитывались магнитофорез, диффузия, размагничивающие поля и межчастичные взаимодействия. Основной характеристикой постоянного магнита можно считать параметр Ланжевена  $\xi_0$ , определяемый через напряженность магнитного поля на его границе.

Влияние магнитофореза на квазиупругую силу, возникающую при смещении магнита из центрального положения, продемонстрировано на рис. 2 ( $x_0$  – координата центра магнита). На рисунке представлено три разных решения задачи. Решение задачи в приближении разбавленных растворов без учета магнитофореза (кривая 1) предсказывает многократно завышенное значение возвращающей силы. Учет магнитофореза приводит к уменьшению намагниченности жидкости и магнитного давления на границах полости и уменьшению квазиупругой силы примерно на порядок (кривая 2). Кривая 3 отражает суммарный эффект, связанный с размагничивающими полями и межчастичными взаимодействиями. Это влияние разнонаправленное. Стерические взаимодействия (эффекты исключенного объема)

препятствуют сегрегации частиц и, тем самым, увеличивают расчетное значение квазиупругой силы. Магнитодипольные взаимодействия с одной стороны усиливают сегрегацию частиц, что приводит к уменьшению квазиупругой силы, но с другой стороны увеличивают намагниченность жидкости – сила растет. Размагничивающее поле во всех случаях уменьшает квазиупругую силу.

Исследование квазиупругой силы от параметра агрегирования при фиксированном смещении магнита и средней концентрации частиц показало, что с увеличением  $\lambda$  возрастает намагниченность жидкости и, соответственно, квазиупругая сила. При решении задачи в полной постановке, с учетом межчастичных взаимодействий и размагничивающих полей жидкости, продемонстрировано, что у зависимости квазиупругой силы от параметра агрегирования есть тенденция к насыщению, вызванная межчастичными взаимодействиями.

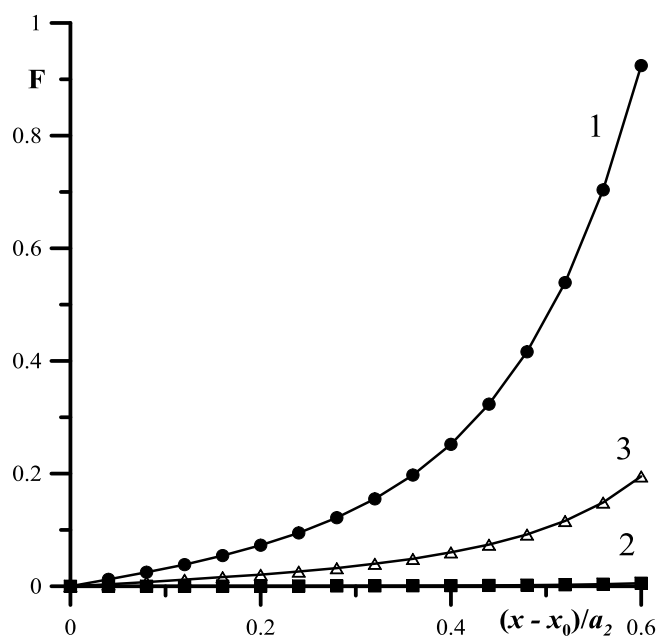


Рис. 2. Квазиупругая сила, действующая на магнит, в зависимости от его смещения из центрального положения;  $\langle \varphi \rangle = 0.1$ ,  $\xi_0 = 13$ ,  $\lambda = 2$ . Номер кривой соответствует варианту решения задачи.

### Терромагнитная конвекция в вертикальном слое

В лабораторных экспериментах исследовалось взаимодействие терромагнитных и термогравитационных конвективных течений в вертикальном слое магнитной жидкости, помещенном в поперечное магнитное поле. Выбор плоской прямоугольной формы для исследований связан с моделью простейшего теплообменного устройства, а также для сравнения результатов с известными теоретическими расчетами в такой задаче [20–22].

Вертикальный слой представлял собой ячейки прямоугольной формы длиной 70 мм, толщиной  $d = 4.0$  и  $6.0$  мм и высотой 250 мм (рис. 3). Полость 1 заполнялась магнитной жидкостью и ограничивалась с одной из широких сторон латунной пластиной теплообменника 2 толщиной 10 мм. В пластине были предусмотрены каналы для термостатирующей жидкости. Вторая широкая сторона полости 1 была теплообменником 3 из прозрачного плексигласа. С боковых сторон полость 1 окружалась рамкой 4 из плексигласа, толщина которой задавала толщину слоя. Жидкокристаллический термоиндикатор 5 толщиной 0.1 мм приклеивался к теплообменнику 3 и соприкасался со слоем исследуемой жидкости. Количественные измерения температуры внутри полости проводились двумя дифференциальными термопарами 6. Для визуализации течений использовались жидкокристаллические



термоиндикаторы, изменяющие окраску от коричневой до синей при повышении температуры в интервале 17 – 22 °С.

Устойчивое подъемно-опускное течение отображалось на индикаторе однородным цветом (температура вдоль вертикальной стенки постоянна). При

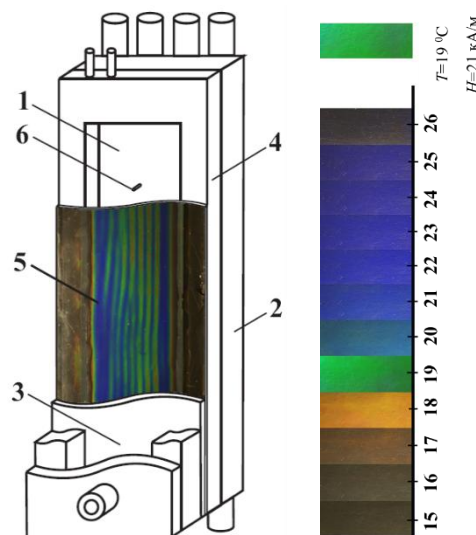


Рис. 3. Схема конвективной камеры: 1 – полость с магнитной жидкостью; 2 и 3 – латунный и плексигласовый теплообменники; 4 – рамка из плексигласа; 5 – жидкокристаллическая пленка; 6 – термопара. Справа представлена зависимость цвета индикатора от температуры.

возникновении течений в виде ячеек и валов температурное поле индикатора отображало эту структуру, и затем она фиксировалась цифровым фотоаппаратом. Погрешность измерений температуры составляла  $\pm 0.5$  К. Термопарные измерения температуры имели погрешность  $\pm 0.1$  К. Также в экспериментах применялся способ визуализации с помощью тонкой текстолитовой пластины толщиной 0.7 мм. Для наблюдения структур использовалась инфракрасная камера, которая регистрировала поле температуры на внешней поверхности пластины [23].

Однородное магнитное поле создавалось катушками Гельмгольца. Напряженность магнитного поля  $H$  достигала 35 кА/м.

Эксперименты показали, что потеря устойчивости основного подъемно-опускного течения носит пороговый характер и вызвана появлением системы термомагнитных конвективных валов с осями, вытянутыми по вертикали.

Задавая в эксперименте конкретные значения напряженности  $H$  и горизонтального перепада температуры  $\Delta T$  наблюдали: сначала подъемно-опускное течение (рис. 4а), затем стационарные вертикальные термомагнитные валы и суперпозицию стационарных и бегущих валов (рис. 4б). На рис. 5 показано поле температуры на поверхности жидкости при  $\Delta T = 20$  К для различных значений магнитного поля, перпендикулярного слою. Когда  $H = 0$  (рис. 5а) вдоль теплообменника опускается холодный поток жидкости, цвет жидкокристаллической пленки коричневый ( $18^\circ\text{C}$ ). При появлении магнитного поля вблизи вертикальных границ слоя начиналась термомагнитная конвекция, на термограммах появлялись узкие вертикальные полосы зеленого цвета (рис. 5б). При увеличении  $H$  вертикальные термомагнитные валики занимают весь слой, одновременно усиливается роль приграничных эффектов. Все это приводит к тому, что площадь, занятая вертикальными валами, уменьшалась, а области вблизи узких боковых границ занимали наклонные валы, стремящиеся сориентироваться перпендикулярно стенке по оси закрутки основного течения (рис. 5г, д). Края наклонных валов поднимались вверх вдоль стенки; скорость их движения возрастала с повышением магнитного поля. В центральной части слоя горизонтальная скорость движения

валов составляла  $\sim 0.1$  мм/с, а вертикальная скорость валов у границ  $\sim 1$  мм/с. Структуры течений, наблюдаемые в эксперименте, получены и в теоретических расчетах [21].

В следующей задаче было показано, что в магнитных жидкостях почти всегда проявляются концентрационные неоднородности частиц. В качестве источников-

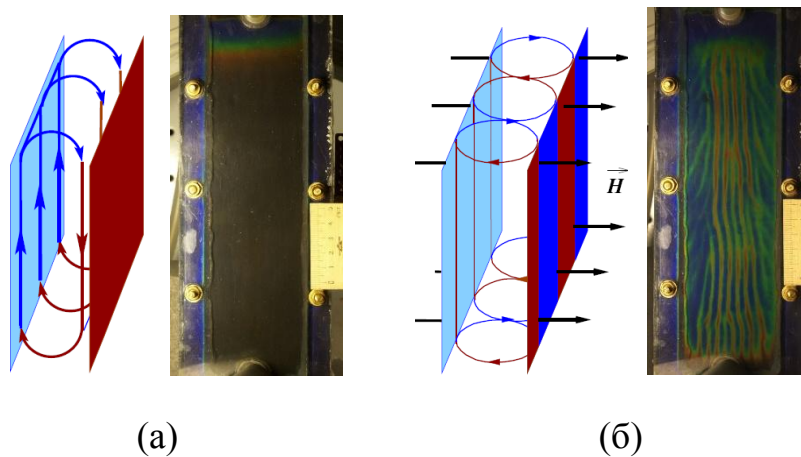


Рис. 4. Схемы течений и распределения температуры на широкой боковой поверхности жидкости: (а) – подъемно-опускное термогравитационное течение; (б) – терромагнитное течение. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости фотографии в направлении от наблюдателя.

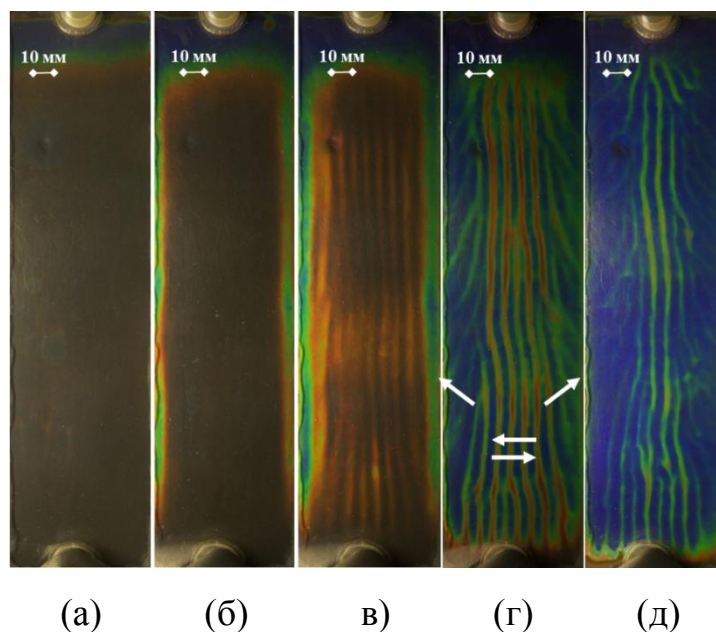


Рис. 5. Структуры течения в зависимости от напряженности  $H$  перпендикулярной слою для  $\Delta T = 20$  К: (а) 0; (б) 11; (в) 15; (г) 25; (д) 35 кА/м. Поле температуры соответствует опускному потоку толщиной  $d = 4.0$  мм и высотой 250 мм. Стрелки показывают направление движения валов.

генераторов неоднородностей выступают: гравитационная седиментация частиц, магнитофорез в неоднородных магнитных полях и термофорез в неоднородных температурных полях. Конвекция всегда сопровождается температурными неоднородностями – это могут быть заданные извне температурные градиенты, или неоднородные температурные поля, генерируемые самой конвекцией.

Если оставить слой с магнитной жидкостью в изотермических условиях в горизонтальном положении в течение нескольких недель, то после поворота слоя в вертикальное положение, наблюдаемые конвективные структуры отличались от описанных выше. Подъемно-опускное течение разделялось на отдельные вихри с резкими горизонтальными границами (рис. 6). Численные расчеты [24] показали, что движения внутри каждого вихря качественно подобны течениям однородной жидкости. Подобные структуры наблюдались, когда кювета с жидкостью оставалась в горизонтальном положении около четырех недель. Неустойчивость основного плоскопараллельного течения обусловлена конкуренцией двух подъемных сил: тепловой и концентрационной. Сначала наблюдается большое число горизонтальных валов, границы которых испытывают колебания и разрывы (рис. 6а). Размер валов соответствует толщине слоя 6 мм. Сформировавшись валы начинают двигаться вдоль широкой стенки, обращенной к читателю, вверх по направлению закрутки основного вихря. Со временем количество горизонтальных

валов уменьшается за счет конвективного перемешивания начальных концентрационных неоднородностей (рис. 6б, в).

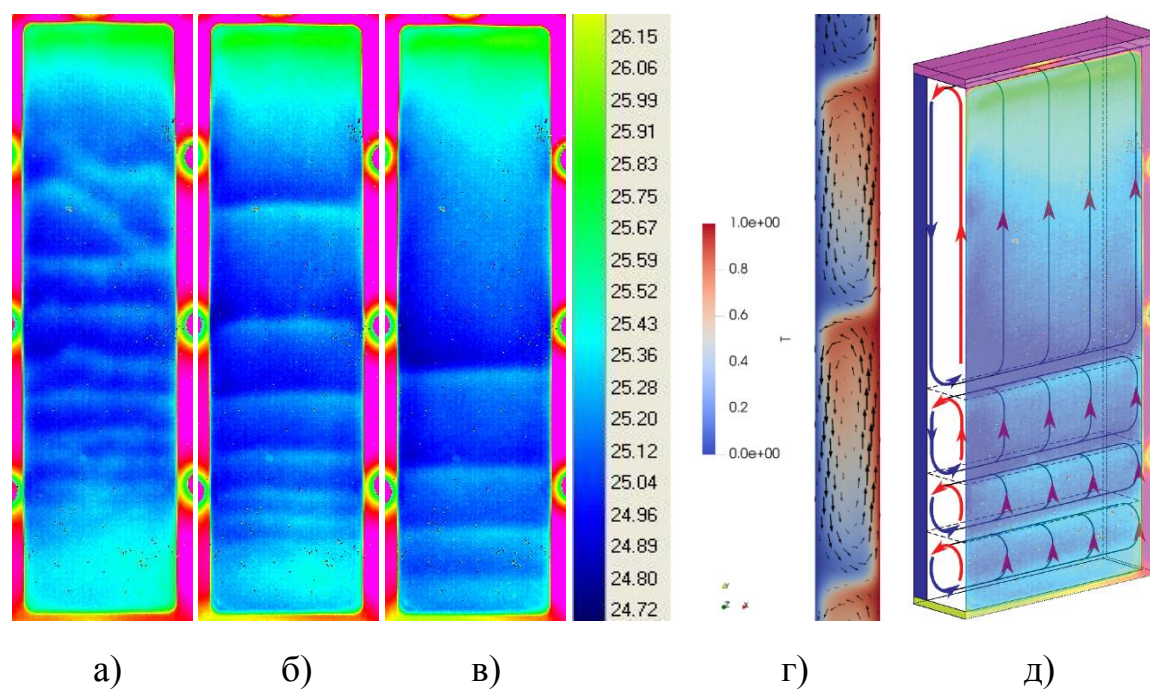


Рис. 6. Конвективные структуры при  $\Delta T = 5$  °С. Термограммы сняты в 0.1 (а), 3 (б) и 18 (в) часов после начала эксперимента; (г) – схема течения в расчетах: цветом обозначена безразмерная температура, стрелками показано направление движения жидкости; (д) – схема течения для  $d = 6.0$  мм и высоты 250 мм.

Согласно оценкам, характерное диффузионное время при высоте слоя жидкости  $d = 6$  мм и коэффициенте диффузии  $D \sim 10^{-11} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  составляет  $\sim 10^2$  часов. Это меньше времени, в течение которого слой находился в покое, что позволяет нам оценить неоднородность концентрации через ее барометрическое распределение. Приняв скорость Стокса  $v_s \sim 10^{-10}$  м/с разность концентраций между границами слоя составит  $\Delta C/C_0 \approx 1 - \exp(-v_s d/D) \approx 0.1$ . Поворот слоя в вертикальное положение

вызывал концентрационные возмущения коллоида в виде вихрей. Такие течения очень быстро затухали и в слое образовывалась устойчивая вертикальная стратификация плотности [25]. При этом накопленные неоднородности концентрации между верхней и нижней частью слоя оставались прежними, что давало для вертикального положения слоя градиент  $C \sim 0.4 \text{ м}^{-1}$ . Слабая тепловая конвекция не способна перемешать такие вертикальные неоднородности в течение длительного времени эксперимента. Аналогичные валиковые структуры были получены в численном расчете такой задачи. Рассчитанные в теории поля скорости и температуры хорошо согласуются с экспериментом (рис. 6г).

Если к такому режиму горизонтальных вихрей приложить внешнее магнитное поле, то структура течения сильно усложнится и делать однозначную интерпретацию конвективных структур будет проблематично.

Представленные выше экспериментальные и расчетные поля температур показывают о существенной зависимости тепло-, массопереноса от структуры течений.

### **Термомагнитная конвекция в шаровой полости**

Для изучения поведения неоднородно нагретой магнитной жидкости в гравитационном и однородном магнитном полях были проведены опыты в шаровой полости. В отличие от плоского слоя, где сильно влияние неоднородностей магнитного, связанных с наличием боковых границ, в изотермическом шаре силовые линии магнитного поля не искажаются. Кроме того, в такой геометрии вблизи порога устойчивости механического равновесия при подогреве снизу



реализуется простейшее движение в виде одного вихря [20, 26], а не системы взаимодействующих валов, как в случае плоского слоя.

На рис. 7 приведена экспериментальная кювета, представляющая собой шаровую полость **А** диаметром  $16.0 \pm 0.1$  мм, которая была вырезана в блоке **Б** из оргстекла. Блок состоял из двух одинаковых пластин размером  $53 \times 53 \times 9.0$  мм<sup>3</sup> каждая. Для регистрации теплового потока в приполюсной области полости к блоку прикреплялись две прослойки **В** из оргстекла толщиной 1 мм. Блок ограничивался двумя алюминиевыми теплообменниками **Г**. Перепад температуры между теплообменниками задавался струйными термостатами, которые прокачивали воду постоянной температуры с точностью 0.02 К. Для создания однородного магнитного поля использовались катушки Гельмгольца с максимальной напряженностью 56.2 кА/м или электромагнит – 220 кА/м.

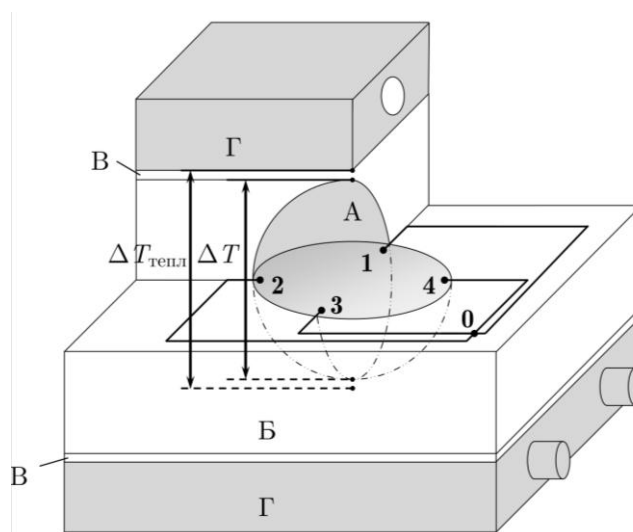


Рис. 7. Схема экспериментальной кюветы: А – шаровая полость, Б – блок из оргстекла, В – прослойки, Г – теплообменники, 0–4 – спай терморпар.

Разности температур на полюсах полости  $\Delta T$  и между теплообменниками  $\Delta T_{\text{тепл}}$  регистрировались при помощи двух медь–константановых терморпар. Для

наблюдения за структурой конвективных течений использовалась система четырех медь-константановых термопар (спаи 1–4), расположенных в экваториальной плоскости сферы и измеряющих конвективные возмущения температуры относительно общего спая 0. Такое расположение термопар позволяло обнаружить другие гармоники, в том числе тороидальное течение. Показания термопар считывались каждые 10 с прибором «Термодат» с разрешением 0.01 К.

Число Нуссельта, характеризующее безразмерный тепловой поток и равное отношению полного теплового потока к его теплопроводной составляющей, вычислялась как  $Nu = \Delta T_{пр} / (k\Delta T)$ , где  $\Delta T_{пр} = \Delta T_{тепл} - \Delta T$  — перепад температуры на двух прослойках,  $k$  — эмпирическая постоянная, равная отношению эффективных теплопроводностей жидкости и оргстекла.

Как было показано в теоретической работе [20] и подтверждено экспериментами [26] в шаровой полости с однокомпонентной ньютоновской жидкостью при подогреве снизу течение в виде одного конвективного вала возникает «мягко» и имеет стационарный характер. В отличие от однокомпонентных сред в магнитных жидкостях в отсутствие магнитного поля вблизи порога механического равновесия, который составил  $\Delta T_c = 1.8 \pm 0.1$  К, были обнаружены колебательные режимы. На рис. 8 представлена зависимость числа Нуссельта от относительного перепада температуры между полюсами шара. Зеленые круги соответствуют теплопроводным состояниям, в которых конвективное течение отсутствовало. Синими кругами обозначены колебательные режимы конвекции, в которых ось вращения вала прецессировала в экваториальной



плоскости полости. Красные круги соответствуют стационарным режимам, 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  $\Delta T/\Delta T_c = 1.02, 2.26, 5.75$ .

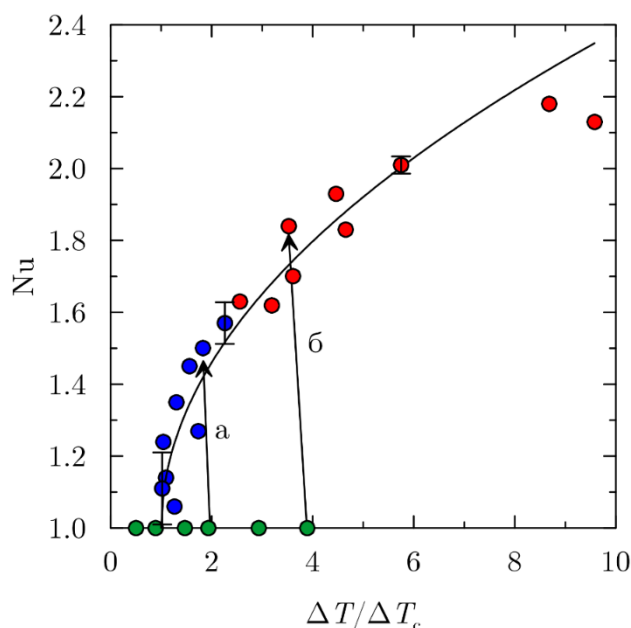


Рис. 8. Зависимость числа Нуссельта от относительного перепада при подогреве шаровой полости снизу.

Чтобы получить повторяемость критического перепада температуры  $\Delta T_c = 1.8 \pm 0.1$  К перед каждым экспериментом коллоид перемешивался интенсивным конвективным течением. Как видно из рис. 8, для однородной по плотности, то есть перемешанной при высоких перепадах температуры магнитной жидкости точки ложатся на одну, характерную для однокомпонентных жидкостей, корневую зависимость. В отличие от «перемешанного» коллоида, в стратифицированных в поле тяжести магнитных жидкостях наблюдается гистерезис. Конечно-амплитудное возбуждение конвекции обозначено стрелками а и б для

жидкости, находившейся в неподвижном состоянии 25 и 34 суток соответственно. Глубина гистерезиса составляла в этих случаях 100% и 290%. Возвращение к механическому равновесию происходило плавно.

Для магнитных жидкостей вблизи порога механического равновесия характерны спонтанно прекращающиеся и снова возникающие течения. Термограмма такого режима при  $\Delta T = 1.2\Delta T_c$  представлена на рис. 9. Видно, что колебательные движения (положительные и отрицательные значения показаний термопар  $\theta_i$ ) чередуются с состояниями механического равновесия ( $\theta_{1-4} = 0$ ).

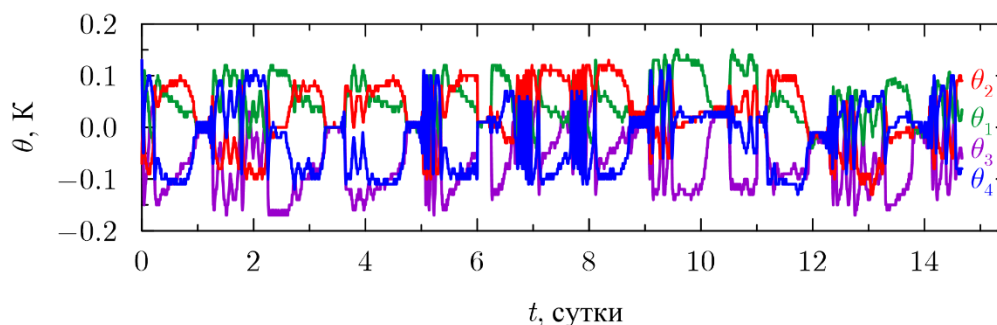


Рис. 9. Режим спонтанного прекращения и последующего возбуждения течения при  $\Delta T = 1.2\Delta T_c$ .

В следующем эксперименте с большим перепадом температур в жидкости наблюдались незатухающие автоколебания с переходами от квазигармонических колебаний к релаксационным, а затем нерегулярным колебаниям, перемежающиеся с состояниями слабо меняющегося сигнала (рис. 10).

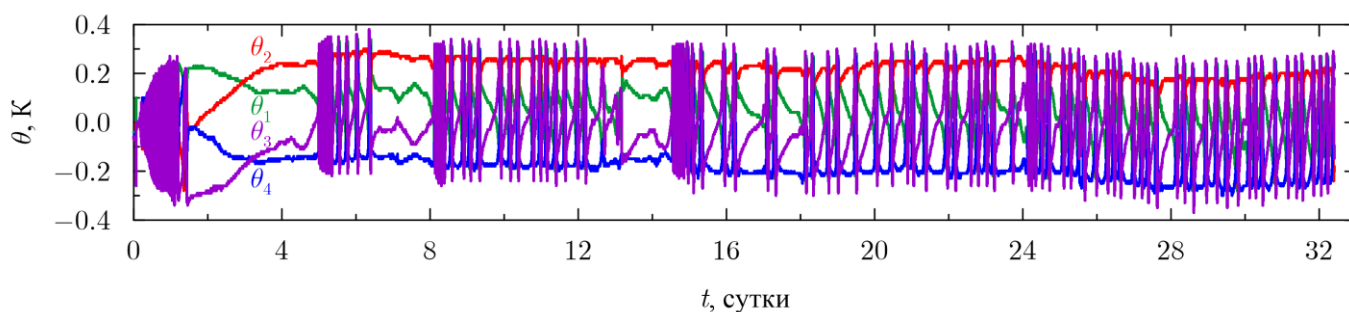


Рис. 10. Режим перемежающегося колебательного течения при  $\Delta T = 1.8\Delta T_c$ .

Таким образом, конкуренция градиентов плотности тепловой и концентрационной природы, возникающие вследствие термодиффузии и гравитационной седиментации частиц и агрегатов, приводит к задержке развития течений и автоколебательным режимам.

Также было изучено стабилизирующее и дестабилизирующее действие вертикального однородного магнитного поля на устойчивость механического равновесия и конвективное течение в зависимости от контролирующих параметров и условий нагрева. При подогреве снизу слабые и средние магнитные поля незначительно влияют на конвективный тепловой поток. В магнитном поле с  $H = 180$  кА/м наблюдалось уменьшение теплопереноса на 35%. Такое ослабление теплопереноса в магнитной жидкости может быть связано с тем, что когда магнитное число Рэлея меньше, чем гравитационное на два порядка, на первый план выступают задерживающие возникновение термогравитационной конвекции эффекты: гравитационная седиментация и магнитная вязкость.

При нагреве сверху получалось условное состояние «микрогравитации», поскольку наблюдалось устойчивое механическое равновесие. Однако при помощи вертикального однородного магнитного поля при достаточно высоких разностях температур  $\Delta T$  можно добиться увеличения теплопереноса за счет термомагнитной конвекции. На рис. 11 представлена зависимость числа Нуссельта от перепада температуры на полюсах полости при различных фиксированных значениях

напряженности внешнего магнитного поля. Для высоких перепадов температуры ( $\Delta T > 20$  К) магнитное поле ( $H > 20$  кА/м) увеличивало тепловой поток до 100 %.

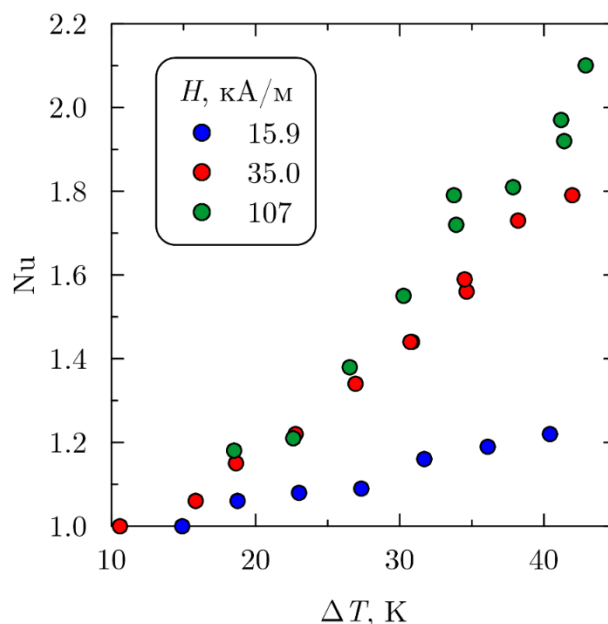


Рис. 11. Зависимость безразмерного теплового потока от вертикального перепада температуры при нагреве сверху в вертикальном магнитном поле.

### Заключение

По результатам численных и натуральных экспериментов, многообразие механизмов тепло-, массопереноса приводит к появлению особенностей термогравитационной конвекции, а также неоднозначному действию внешнего однородного магнитного поля. Так, в лабораторном эксперименте практически невозможно достигнуть полного разделения между эффектами, вызванными наличием гравитации и возникающими вследствие взаимодействия магнитных жидкостей с приложенными магнитными и температурными полями.

Главной причиной, требующей микрогравитационной обстановки для проведения опытов по магнитоконвекции, является неконтролируемая седиментация частиц и их агрегатов, сильно усложняющая наземные исследования. Так, полученные в наземных экспериментах данные по термоконвективной неустойчивости магнитных жидкостей носят противоречивый характер. Эффекты понижения или повышения термоконвективной устойчивости магнитной жидкости определяются конкуренцией дестабилизирующих и стабилизирующих факторов. К первым относятся термомагнитный, термогравитационный, магнито- и термодиффузионный механизмы возбуждения конвекции, ко вторым – устойчивая стратификация жидкости по плотности, которая возникает из-за седиментации частиц, и магнитовязкий эффект. В условиях невесомости перечисленные гравитационные механизмы не будут оказывать существенного влияния, что позволит с помощью внешнего магнитного поля создавать управляемые системы охлаждения.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (Проект № 20-01-00491).*

### **Библиографический список**

1. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика: пер. с англ. - М.: Мир, 1989. - 356 с.

2. Mukhopadhyay A., Ganguly R., Sen S., Puri I. K. A scaling analysis to characterize thermomagnetic convection // International Journal of Heat and Mass Transfer, 2005, vol. 48, no. 17, pp. 3485 – 3492. DOI:[10.1016/J.IJHEATMASSTRANSFER.2005.03.021](https://doi.org/10.1016/J.IJHEATMASSTRANSFER.2005.03.021)
3. Fumoto K., Yamagishi H., Ikegawa M. A Mini Heat Transport Device Based On Thermo–Sensitive Magnetic Fluid // Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering, 2007, vol. 11, no. 1–2, pp. 201 - 210. DOI:[10.1080/15567260701333869](https://doi.org/10.1080/15567260701333869)
4. Bozhko A., Putin G. Thermomagnetic Convection as a Tool for Heat and Mass Transfer Control in Nanosize Materials Under Microgravity Conditions // Microgravity Science and Technology, 2009, vol. 21, no. 1–2, pp. 89 - 93. DOI:[10.1007/S12217-008-9059-7](https://doi.org/10.1007/S12217-008-9059-7)
5. Odenbach S. Sounding rocket and drop tower experiments on thermomagnetic convection in magnetic fluids // Advances in Space Research, 1995, vol. 16, no. 7, pp. 99 - 104. DOI: [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(95\)00142-2](https://doi.org/10.1016/0273-1177(95)00142-2)
6. 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, pp. 711 - 716.
7. Pareja-Rivera C., Cuellar-Cruz M., Esturau-Escofet N. et al. Recent Advances in the Understanding of the Influence of Electric and Magnetic Fields on Protein Crystal Growth // Crystal Growth & Design, 2017, vol. 17, no. 1, pp. 135 - 145.
8. 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, pp. 57 - 58.

9. 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: Statistical, Nonlinear & Soft Matter Physics, 2015, vol. 91, no. 1, pp. 013010. DOI: [10.17072/1994-3598-2018-1-54-64](https://doi.org/10.17072/1994-3598-2018-1-54-64)
10. Bozhko A.A., Putin G.F. Heat transfer and flow patterns in ferrofluid convection // Magnetohydrodynamics, 2003, vol. 39, no. 2, pp. 147 - 168.
11. Глухов А.Ф., Путин Г.Ф. Конвекция магнитных жидкостей в связанных каналах при подогреве снизу // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2010. № 5. С. 41 - 48.
12. Федюшкин А.И., Пунтус А.А. Нелинейные особенности ламинарных течений жидкости на земле и в невесомости // Труды МАИ. 2018. № 102. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=98829>
13. Ермаков В.Ю. Применение магнитожидкостного эффекта для снижения статического и динамического дисбаланса от подвижных масс приводных устройств // Труды МАИ. 2019. № 106. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=105679>
14. Герасимчук В.В., Ермаков В.Ю., Телепнев П.П., Шаповалов Р.В. Экспериментальное подтверждение концепции регулируемой магнитожидкостной системы виброзащиты // Труды МАИ. 2019. № 109. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=111380>. DOI: [10.34759/trd-2019-109-11](https://doi.org/10.34759/trd-2019-109-11)
15. Pshenichnikov A.F., Burkova E.N. Effect of demagnetizing fields on particle spatial distribution in magnetic fluids // Magnetohydrodynamics, 2012, vol. 48, no. 3, pp. 243 - 253.

16. 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, pp. 2575 - 2580. DOI:[10.1016/J.JMMM.2010.03.023](https://doi.org/10.1016/J.JMMM.2010.03.023)
17. Bashtovoi V.G. The effect of magnetophoresis and Brownian diffusion on the levitation of bodies in a magnetic fluid // Magneto hydrodynamics, 2008, vol. 44, no. 2, pp. 121 - 126.
18. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. - Рига: Зинатне, 1989. – 386 с.
19. Пшеничников А.Ф., Буркова Е.Н. О силах, действующих на постоянный магнит, помещенный в прямоугольную полость с магнитной жидкостью // Вычислительная механика сплошных сред. 2014. Т. 7. № 1. С. 5 - 14.
20. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. - М.: Наука, 1972. – 392 с.
21. Suslov S.A. Thermomagnetic convection in a vertical layer of ferromagnetic fluid // Physics of Fluids, 2008, vol. 20, pp. 084101(36). DOI:[10.1063/1.2952596](https://doi.org/10.1063/1.2952596)
22. Пивоваров Д.Е. Численное исследование конвективного теплообмена в наклонном продольном слое воздуха // Труды МАИ. 2013. № 68. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=41694>
23. Глухов А.Ф., Сидоров А.С. Измерение температурных полей поверхности жидкости при помощи тонкой пластинки и тепловизора // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2016. № 1 (32). С. 5 - 10.



24. 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. Т. 155. № 2. С. 371 - 381.
25. Черепанов И.Н. О перераспределении примеси в коллоидных смесях // Журнал технической физики. 2018. Т. 88. № 12. С. 1763 - 1770.
26. Овчинников А.П., Шайдуров Г.Ф. Конвективная устойчивость однородной жидкости в шаровой полости // Гидродинамика. 1968. № 1. С. 3 – 21.

# **Magnetic fluid application as a heat carrier in cooling systems under spaceflight conditions**

**Krauzina M.T.\*, Sidorov A.S.\*\*, Burkova E.N.\*\*\***

*Perm State University, 15, Bukirev str., Perm, 614990, Russia*

\**e-mail: [marina.krauzina@gmail.com](mailto:marina.krauzina@gmail.com)*

\*\**e-mail: [sidorovaliksandr@mail.ru](mailto:sidorovaliksandr@mail.ru)*

\*\*\**e-mail: [burkova\\_ekaterin@mail.ru](mailto:burkova_ekaterin@mail.ru)*

## **Abstract**

This article presents the results of numerical simulations and experiments on studying mechanisms of heat and mass transfer in magnetic fluids. These substances belong to the class of nanofluids and are being employed as a heat carrier in cooling systems. The inter-particle interactions effect on diffusion processes in magnetic fluid was studied. Numerical experiment has demonstrated the possibility of convective cooling in the absence of gravitational field.

The flows' modes and structures in a magnetic fluid in a vertical thin layer being heated from the one wide side, as well as a spherical cavity, being heated from below, were studied. The interaction of thermomagnetic and thermogravitational convective flows in a vertical magnetic fluid layer placed in a transverse magnetic field was being considered. A flat rectangular shape selection for the study is associated with a model of the simplest heat exchange device, as well as for comparing the results with known theoretical calculations in this problem. To study behavior of the inhomogeneously heated magnetic fluid in gravitational and uniform magnetic fields, experiments in a spherical cavity were performed. Besides, with this geometry, the simplest movement is being

realized near the stability threshold of mechanical equilibrium when heating from below in the form of a sole whirl, rather than the system of interacting shafts as in the case of the flat layer.

The article demonstrates that thermogravitational and thermomagnetic transport mechanisms interaction under laboratory conditions leads to the complex behavior of the convective system and, as a consequence, to the heat and mass transfer processes complication. The authors propose the possibility of application of active and passive cooling systems with magnetic fluids onboard a spacecraft under conditions of microgravity. For this, numerical modelling performing of the cooling system is being planned to give estimation of its energy efficiency, as well as performing the full-scale space experiment.

**Keywords:** magnetic fluid, thermomagnetic convection, magnetophoresis, thermophoresis, magnetic field.

### References

1. Rosenzweig R. *Ferrohydrodynamics*. Cambridge University Press, 1985, 344 p.
2. Mukhopadhyay A., Ganguly R., Sen S., Puri I. K. A scaling analysis to characterize thermomagnetic convection, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2005, vol. 48, no. 17, pp. 3485 – 3492. DOI:[10.1016/J.IJHEATMASSTRANSFER.2005.03.021](https://doi.org/10.1016/J.IJHEATMASSTRANSFER.2005.03.021)

3. Fumoto K., Yamagishi H., Ikegawa M. A Mini Heat Transport Device Based On Thermo–Sensitive Magnetic Fluid, *Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering*, 2007, vol. 11, no. 1–2, pp. 201 - 210. DOI:[10.1080/15567260701333869](https://doi.org/10.1080/15567260701333869)
4. Bozhko A., Putin G. Thermomagnetic Convection as a Tool for Heat and Mass Transfer Control in Nanosize Materials Under Microgravity Conditions, *Microgravity Science and Technology*, 2009, vol. 21, no. 1–2, pp. 89 - 93. DOI:[10.1007/S12217-008-9059-7](https://doi.org/10.1007/S12217-008-9059-7)
5. Odenbach S. Sounding rocket and drop tower experiments on thermomagnetic convection in magnetic fluids, *Advances in Space Research*, 1995, vol. 16, no. 7, pp. 99 - 104. DOI: [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(95\)00142-2](https://doi.org/10.1016/0273-1177(95)00142-2)
6. 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, pp. 711 - 716.
7. Pareja-Rivera C., Cuellar-Cruz M., Esturau-Escofet N. et al. Recent Advances in the Understanding of the Influence of Electric and Magnetic Fields on Protein Crystal Growth, *Crystal Growth & Design*, 2017, vol. 17, no. 1, pp. 135 - 145.
8. 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, pp. 57 - 58.
9. 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: Statistical, Nonlinear & Soft Matter Physics*, 2015, vol. 91, no. 1, pp. 013010. DOI: [10.17072/1994-3598-2018-1-54-64](https://doi.org/10.17072/1994-3598-2018-1-54-64)

10. Bozhko A.A., Putin G.F. Heat transfer and flow patterns in ferrofluid convection, *Magnetohydrodynamics*, 2003, vol. 39, no. 2, pp. 147 - 168.
11. Glukhov A.F., Putin G.F. *Izvestiya Rossiiskoi akademii nauk. Mekhanika zhidkosti i gaza*, 2010, no. 5, pp. 41 - 48.
12. Fedyushkin A.I., Puntus A.A. *Trudy MAI*, 2018, no. 102. URL: <http://trudymai.ru/eng/published.php?ID=98829>
13. Ermakov V.Yu. *Trudy MAI*, 2019, no. 106. URL: <http://trudymai.ru/eng/published.php?ID=105679>
14. Gerasimchuk V.V., Ermakov V.Yu., Telepnev P.P., Shapovalov R.V. *Trudy MAI*, 2019, no. 109. URL: <http://trudymai.ru/eng/published.php?ID=111380>. DOI: [10.34759/trd-2019-109-11](https://doi.org/10.34759/trd-2019-109-11)
15. Pshenichnikov A.F., Burkova E.N. Effect of demagnetizing fields on particle spatial distribution in magnetic fluids, *Magnetohydrodynamics*, 2012, vol. 48, no. 3, pp. 243 - 253.
16. 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, pp. 2575 - 2580. DOI: [10.1016/J.JMMM.2010.03.023](https://doi.org/10.1016/J.JMMM.2010.03.023)
17. Bashtovoi V.G. The effect of magnetophoresis and Brownian diffusion on the levitation of bodies in a magnetic fluid, *Magnetohydrodynamics*, 2008, vol. 44, no. 2, pp. 121 - 126.
18. Blum E.Ya., Maiorov M.M., Tsebers A.O. *Magnetic Fluids*, Berlin -New York, Walter de Gruyter & Co., 1997, 416 p.

19. Pshenichnikov A.F., Burkova E.N. *Vychislitel'naya mekhanika sploshnykh sred*, 2014, vol. 7, no. 1, pp. 5 - 14.
20. Gershuni G.Z., Zhukhovitskii E.M. *Convective stability of incompressible fluid*. Jerusalem, Keter Publications, 1976, 330 p.
21. Suslov S.A. Thermomagnetic convection in a vertical layer of ferromagnetic fluid, *Physics of Fluids*, 2008, vol. 20, pp. 084101(36). DOI:[10.1063/1.2952596](https://doi.org/10.1063/1.2952596)
22. Pivovarov D.E. *Trudy MAI*, 2013, no. 68, URL: <http://trudymai.ru/eng/published.php?ID=41694>
23. Glukhov A.F., Sidorov A.S. *Vestnik Permskogo universiteta. Seriya: Fizika*, 2016, no. 1 (32), pp. 5 - 10.
24. Cherepanov I.N., Smorodin B.L., Sidorov A.S. *Zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki*, 2019, vol. 155, no. 2, pp. 371 - 381.
25. Cherepanov I.N. *Zhurnal tekhnicheskoi fiziki*, 2018, vol. 88, no. 12, pp. 1763 - 1770.
26. Ovchinnikov A.P., Shaidurov G.F. *Gidrodinamika*, 1968, no. 1, pp. 3 – 21.