



**19-я  
МЕЖДУНАРОДНАЯ  
ПЛЕССКАЯ  
НАУЧНАЯ  
КОНФЕРЕНЦИЯ  
ПО НАНОДИСПЕРСНЫМ  
МАГНИТНЫМ  
ЖИДКОСТЯМ**

**сентябрь, 2020  
Иваново, Россия**

**Сборник  
научных трудов**

Организована  
Министерством образования и науки РФ  
Ивановским государственным энергетическим университетом  
имени В.И. Ленина  
Академией электротехнических наук РФ

19-я Международная Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям организована Министерством образования и науки РФ, ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», Академией электротехнических наук РФ.

В сборнике научных трудов конференции рассмотрены вопросы физикохимии магнитных коллоидных систем, физических свойств и гидродинамики, тепло- и массообмена, применения магнитных жидкостей в медицине, биологии, экологии и технике. В него включены доклады об исследованиях, которые представляют научный, учебный и практически-методический интерес.

Сборник научных трудов подготовлен в рамках базовой части задания Министерства образования и науки РФ.

Под общей редакцией  
доктора технических наук, профессора Ю.Б. Казакова

*По материалам 19-ой Международной Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям будет выпущен электронный сборник научных трудов, который будет размещен в научной электронной библиотеке на eLIBRARY.RU договор № 1042-03/2015К.*

ISBN 978-5-00062-432-6

©ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина», 2020

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>СЕКЦИЯ «ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ СИНТЕЗА НОВЫХ МАГНИТНЫХ НАНОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ» (магнитные жидкости, магнитореологические суспензии, ферросмектики, ферронематики, магнитные полимеры и др.)</b>	<b>6</b>
<b>Бахтияров А.В., Степанов Г.В., Семеренко Д.А., Лобанов Д.А., Стороженко П.А.</b> Магнитные электропроводящие наполнители для магнитоактивных эластомеров с магниторезистивным эффектом	7
<b>Сокольчик Д.П., Макаров Д.В.</b> Ферронематический жидкий кристалл с модифицированным потенциалом поверхностного сцепления в электрическом и магнитном полях	15
<b>СЕКЦИЯ «ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И КОЛЛОИДНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ, ПРОЦЕССЫ АГРЕГАЦИИ»</b>	<b>21</b>
<b>Комилов К., Зарипов А.К., Убайди Абдул Маджид.</b> О частотной зависимости коэффициента сдвиговой вязкости и магнитовязкий эффект в магнитных жидкостях	22
<b>Ряполов П.А., Полунин В.М., Соколов Е.А.</b> Магнитная левитация немагнитных включений в магнитной жидкости в неоднородном магнитном поле	27
<b>Баштовой В.Г., Рекс А.Г., Ряполов П.А., Загадская А.А., Соколов Е.А.</b> Сканирование магнитного поля кольцевого магнита с помощью тонкого слоя магнитной жидкости	31
<b>Зубарев А.Ю., Чириков Д.Н.</b> Внутренние структуры и упругие свойства концентрированных магнитореологических суспензий	36
<b>Петров Д.А.</b> Ориентационные переходы в ферромагнитных и антиферромагнитных жидкокристаллических суспензиях гетитовых частиц	42
<b>Петров Д.А., Скоков П.К.</b> Ориентационные переходы в бинарной смеси жидкого кристалла и ферромагнитных углеродных нанотрубок	48
<b>Иванов А.С., Хохлакова К.А., Пшеничников А.Ф.</b> Магнитные силы, действующие на твердые тела в феррожидкости	53
<b>Иванов А.С.</b> Начальная восприимчивость магнитной жидкости, подвергшейся центрифугированию и магнитной сепарации	59
<b>Ассоров П.С., Симоновский А.Я., Шаталов Н.А., Яновский А.А.</b> Индукционный метод измерения частоты образования пузырьков пара в магнитной жидкости	65
<b>Шарова О.А., Меркулов Д.И., Пелевина Д.А., Турков В.А., Налетова В.А.</b> Взаимодействие твердого намагничивающегося тела и слоя магнитной жидкости во внешнем однородном магнитном поле	72
<b>Белых С.С., Ерин К.В.</b> Особенности ослабления света в магнитных эмульсиях на масляной основе	79

<b>Степанов Г.В., Лобанов Д.А., Бахтияров А.В., Борин Д.Ю., Стороженко П.А.</b> Магнитоуправляемый эффект туннелирования в магнитоактивных эластомерах	84
<b>Халилов Т.И., Макаров Д.В.</b> Фазовые переходы в модели ферронематического жидкого кристалла с векторным параметром порядка	91
<b>Новиков А.А., Макаров Д.В.</b> Магнитные и ориентационные переходы, индуцированные магнитным полем в компенсированном феррохолестерике	98
<b>Гупало М.А., Новак Е.В., Зверев В.С.</b> Влияние магнитного поля на кластеры супраколлоидных магнитных филаментов	104
<b>Морозов Н.А., Егоров И.С.</b> Цепочечные структуры в магнитоуправляемых коллоидах во внешнем магнитном поле	111
<b>Морозов Н.А., Егоров И.С.</b> Исследование цепочечных структур магнитной жидкости на физической модели	116
<b>Хохрякова К.А., Колесниченко Е.В.</b> Исследование устойчивости слоя ферро-жидкости на жидкой подложке в вертикальном переменном магнитном поле	122
<b>Диканский Ю.И., Гладких Д.В., Закинян А.А., Испирян А.Г.</b> Об особенностях магнитных и структурных свойств магнитных коллоидов, содержащих квазитвердые намагнитченные агрегаты	128
<b>Диканский Ю.И., Испирян А.Г., Куникин С.А., Дроздов А.С.</b> Особенности намагничивания магнитной жидкости на водной основе	134
<b>Диканский Ю.И., Испирян А.Г., Арефьев И.М., Куникин С.А.</b> Особенности зависимостей намагнитченности насыщения и магнитной восприимчивости магнитного коллоида на основе ундекана от концентрации	139
<b>СЕКЦИЯ «МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА, ТЕПЛО- И МАССООБМЕН, КОНВЕКЦИЯ И ВОЛНЫ»</b>	143
<b>Жуков В.П., Барочкин А.Е., Шумилова М.С., Otwinowski H.</b> Матричный метод анализа тепломассообменных процессов в гетерогенных системах	144
<b>Мизонов В.Е., Митрофанов А.В., Басова Е.В., Tannous K.</b> Нелинейные теплофизические процессы в сферической частице при фазовых переходах и химических реакциях	150
<b>Мусихин А.Ю., Зубарев А.Ю.</b> Поле-индуцированный циркуляционный поток в феррожидкостях	157
<b>Демин М.С., Морозова Т.Ф.</b> Температурное воздействие на приэлектродные области микрослоев магнитной наножидкости	163
<b>Яновский А.А., Симоновский А.Я., Ассоров П.С., Шаталов Н.А.</b> Влияние магнитного поля на теплообмен при кипении магнитной жидкости на горизонтальном нагревателе с точечным подводом тепла	168
<b>Яновский А.А., Симоновский А.Я., Ассоров П.С., Шаталов Н.А.</b> Влияние магнитных полей низкой частоты на процесс образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости	179
<b>Кашевский С.Б., Худoley А.Л.</b> Модель динамики магнитной суспензии в градиентном магнитном поле	186



<b>Ассоров П.С., Симоновский А.Я., Шаталов Н.А., Яновский А.А.</b> Обрезание волн в капиллярных объемах магнитной жидкости	191
<b>Косков М.А., Пшеничников А.Ф.</b> Конвекция магнитной жидкости в замкнутом контуре	198
<b>Лабкович О.Н., Погирицкая С.Г., Чернобай В.А.</b> Влияние углеродных нанотрубок на структуру течения магнитной жидкости в радиальном зазоре комбинированного магнитожидкостного демпфера	204
<b>Стишков Ю.К., Коротков А.А.</b> Токовые характеристики электрогидродинамических течений в переменном электрическом поле	211
<b>Зверев В.С., Гупало М.А., Новак Н.В.</b> Влияние течения на деформацию магнитных супрамолекулярных кластеров в канале	223
<b>СЕКЦИЯ «ПРИМЕНЕНИЕ НАНОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ В ТЕХНИКЕ, МЕДИЦИНЕ, БИОЛОГИИ И ЭКОЛОГИИ»</b>	229
<b>Брусенцов Н.А., Полянский В.А., Голубева И.С., Пирогов Ю.А., Гуляев М.В., Анисимов Н.В.</b> Визуализация структурно функционального состояния головного мозга в норме и патологии с применением магнитовосприимчивых наночастиц	230
<b>Власов А.М., Казаков Ю.Б., Полетаев В.А.</b> Система регулируемой магнитожидкостной герметизации валов электродвигателей	244
<b>Полетаев В.А., Ведерникова И.И., Казаков Ю.Б., Власов А.М.</b> Повышение эффективности работы системы магнитожидкостной герметизации валов электродвигателя	250
<b>Полетаев В.А., Ведерникова И.И., Казаков Ю.Б., Власов А.М.</b> Повышение ресурса и надежности магнитожидкостных герметизаторов	256
<b>Федосеева В.П., Сайкин М.С.</b> Разработка магнитожидкостных виброметрических датчиков	262
<b>Меркулов Д.И., Д.А. Пелевина, В.А. Турков, Налетова В.А.</b> Автономные движители на основе намагничивающихся материалов	269
<b>Морозов Н.А., Нестеров С.А.</b> Зависимость силы сопротивления от скорости и смещения поршня в электромеханическом магнитожидкостном демпфере	277
<b>Страдомский Ю.И.</b> Расчет траектории движения немагнитных частиц в рабочем зазоре магнитожидкостного сепаратора	283
<b>Болотов А.Н., Новикова О.О., Новиков В.В.</b> Дисперсионные среды для перспективных смазочных магнитных жидкостей	287
<b>Хохрякова К.А., Шмырова А.И., Мизева И.А.</b> Поверхностное натяжение феррожидкости в магнитном поле	295

**ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ СИНТЕЗА  
НОВЫХ МАГНИТНЫХ НАНОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ  
(МАГНИТНЫЕ ЖИДКОСТИ, МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИЕ  
СУСПЕНЗИИ, ФЕРРОСМЕКТИКИ, ФЕРРОНЕМАТИКИ,  
МАГНИТНЫЕ ПОЛИМЕРЫ И ДР.)**

## МАГНИТНЫЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩИЕ НАПОЛНИТЕЛИ ДЛЯ МАГНИТОАКТИВНЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ С МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫМ ЭФФЕКТОМ

Бахтияров А.В.<sup>1</sup>, Степанов Г.В.<sup>1</sup>, Семеренко Д.А.<sup>2</sup>, Лобанов Д.А.<sup>1</sup>,  
Стороженко П.А.<sup>1</sup>,

<sup>1</sup> АО «Государственный научно-исследовательский институт  
химических технологий элементоорганических соединений»,  
г. Москва, Российская Федерация,

105118, Россия, г. Москва, ш. Энтузиастов, 38

<sup>2</sup> Московский государственный технический университет имени  
Н.Э. Баумана, г. Москва, Российская Федерация,  
105005 г. Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1  
E-mail: abakhtia@gmail.com<sup>1</sup>,

**Аннотация.** Работа над эластичными композитными материалами, которые в дополнение к своим магнитным свойствам обладали бы и электропроводностью со способностью быть контролируемой посредством внешнего воздействия, на определённом этапе привела к необходимости изучения влияния на функциональность композита проводящих свойств наполнителя и как следствие разработки технологии их улучшения. Результатом серии экспериментов, поставленных на порошках карбонильного железа, стал метод электрохимического никелирования их частиц [1]. В то же самое время, в процессе исследования эффективности и действенности метода были собраны наблюдения о специфике протекания металлизации, на основании которых стало возможным сделать вывод о рамках условий, наиболее благоприятствующих формированию качественного продукта. При этом, учитывая, что сведения о составе композита не ограничены описанием исключительно химических свойств его составляющих, исследование также посвящено и вопросу влияния на функциональность эластомера способа получения наполнителя и его распределения внутри полимера.

**Ключевые слова:** электропроводность, сопротивление, материал, композит, наполнитель, порошок, частица, железо, никель, электролиз, металлизация, этиленгликоль, поверхность.

## ELECTROCONDUCTIVE MAGNETIC FILLER FOR MAGNETOACTIVE ELASOMERS WITH MAGNETORESISTIVE PROPERTIES

Bakhtiyarov A.V.<sup>1</sup>, Stepanov G.V.<sup>1</sup>, Semerenko D.A.<sup>2</sup>, Lobanov D.A.<sup>1</sup>,  
Storozhenko P.A.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Russian State Scientific Research Institute for Chemical Technologies  
of Organoelement Compounds, Moscow, Russian Federation,

<sup>2</sup> Moscow State Technical University after N.E. Bauman,  
Moscow, Russian Federation,  
E-mail: abakhtia@gmail.com<sup>1</sup>

**Annotation.** Research on composite elastomers, which would, in addition to their magnetic features, exhibit the externally controllable ability to conduct electric current has eventually resulted in the necessity to investigate the relationship between the functionality of samples and the conductive features of the filling powder and thus, approaches to generating a quality filler. A method based on electroplating of particles with metal nickel has been an outcome of a series of experiments on powders of carbonyl iron [1]. At this, experimental work directed at studying the issues connected to the effectiveness and capabilities of the method has made it possible to collect observations and thus draw certain conclusions about the frames of conditions, within which quality products may form. At the same time, in view of the fact that the term 'composition' is not limited to the chemical formula, this work is also dedicated to the relationship between the properties of the composite and the way of synthesis of its filler and the distribution of its particles in the bulk of polymer.

**Key words:** electric conductivity, resistance, material, composite, filler, powder, particle, iron, nickel, electrolysis, plating, ethylene glycol, surface.



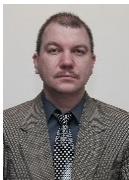
БАХТИЯРОВ Антон Велитович окончил Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева в 1996 году. Имеет 6 научных публикаций, в том числе 3 статьи в иностранных журналах и 2 патента РФ. В настоящее время в должности младшего научного сотрудника работает в ГНЦ РФ АО «ГНИИХТЭОС» в лаборатории магнитных порошков и пигментов.



СТЕПАНОВ Геннадий Владимирович окончил Московский химико-технологический институт им. Д.И. Менделеева в 1983 году. В настоящее время является начальником лаборатории магнитных порошков и пигментов в ГНЦ РФ АО «ГНИИХТЭОС». Последние годы интенсивно работает в области синтеза и исследования свойств высокоэластичных магнитных композитов, магнитоэластиков, магнитных гелей, магнитореологических и электрореологических эластомеров, ферроэластов. Имеет около 80 статей, 8 патентов РФ.



СЕМЕРЕНКО Денис Алексеевич окончил в 2006 году факультет приборостроения Московского государственного университета приборостроения и информатики. В 2011 году защитил диссертацию «Структура и физические свойства пористых пленок, заполненных нематическим жидким кристаллом». Кандидат физико-математических наук. Имеет около 50 научных публикаций, в том числе 20 статей, 5 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ. В настоящее время работает в должности старшего научного сотрудника МГТУ им. Н.Э. Баумана, НИИРЛ, лаборатория лазерных информационных систем, с 2013 года работает в должности доцента на кафедре технологии приборостроения МГТУ им. Н.Э. Баумана. В 2009 году получена стипендия Президента РФ для обучения за рубежом.



ЛОБАНОВ Дмитрий Анатольевич окончил Московский химико-технологический институт им. Д.И. Менделеева в 1983 году. В 1987 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме «Очистка отходящих газов предприятий цветной металлургии от оксидов серы природными цеолитами Восточной Сибири». В 1990 году присуждено ученое звание Старший научный сотрудник. Имеет 55 научных публикаций, в том числе 47 статей, 7 свидетельств о регистрации программ для ЭВМ и баз данных. В настоящее время является ведущим научным сотрудником ГНЦ АО «ГНИИХТЭОС» (имеет ученое звание Старший научный сотрудник).



СТОРОЖЕНКО Павел Аркадьевич окончил химический факультет Московского государственного университета в 1973 году. В настоящее время занимает должность генерального директора ГНЦ РФ АО «ГНИИХТЭОС», является академиком РАН, имеет степень доктора химических наук. Профессор.

Задача о степени влияния качеств компонентов на функциональные особенности составляемого из них целого занимает центральное место в науке о материалах. Неразрешимая в общем виде, она индивидуальна для каждой конкретной системы, требуя кропотливого изучения особенностей объекта. В то же самое время, чрезвычайно важным с технологической точки зрения остаётся представление о возможностях придания целевому материалу набора желаемых свойств, и именно сложность проблемы оказывается полем, на котором возникают новые идеи и развиваются исследовательские направления. Так, в процессе разработки магнитоактивных эластомеров с управляемой внешним магнитным полем электропроводностью была сформулирована задача добиться расширения диапазона изменения сопротивления при полевом воздействии. Учитывая тот факт, что за проводимость композита ответственен его электропроводный наполнитель, виделось логичным ввести в полимер порошок с изначально высокой проводимостью. С другой стороны, было замечено, что ряд факторов, таких как морфология и размер частиц, а также специфика их распределения внутри полимерной матрицы, вносят существенный вклад в данную характеристику.

Отправным материалом для наполнителя, которому было посвящено исследование, являлось карбонильное железо. Соотношение магнитных качеств и способности проводить электрический ток, а также доступность в различных формах (эффективный диаметр и конфигурация частиц) способствовали выбору железа как наиболее подходящего материала. При этом, ввиду коррозионной нестойкости железа возникла необходимость модификации поверхности его частиц.

Склонность железа к коррозии выражается в сильной зависимости состояния поверхности частиц порошков от их предыстории, ведущей к непредсказуемому варьированию значений проводимости от образца к образцу. К примеру, для имевшихся в нашем распоряжении порошков железа со сферическими частицами размером  $3\div 8$  мкм дроблением в планетарной мельнице удалось свести условное удельное сопротивление, варьировавшееся в диапазоне от 0,13 до  $1,0 \cdot 10^5$  Ом·м при силе давления, применяемой при измерении,  $7,5$  кгс/см<sup>2</sup>, к нижней границе данного диапазона, а кипячением в этиленгликоле образца с удельным сопротивлением  $98,17$  Ом·м – до значений  $2,03\div 2,62$  Ом·м. Однако, поскольку в данном случае поверхность частиц всё равно оставалась незащищённой, а также с учётом факта, что полученные результаты значительно превышали удельное сопротивление чистого железа –  $(9,87\div 9,98) \times 10^{-7}$  Ом·м при  $20\div 25^\circ\text{C}$  [2], были предприняты попытки покрытия частиц порошка другим материалом, причём материалом с желательными магнитными и более высокими проводящими свойствами качествами. Так, после серии опытов из возможных методов обработки приоритет был отдан электрохимическому никелированию.

Основная часть работы началась с попыток металлизации навесок железа, удерживаемых на жестяной тарелке катода стационарным магнитом с периодическим его снятием для осуществления перемешивания. Анализ возникающих при этом проблем, одной из которых является заметная агломерация частиц, привёл к разработке технологии, основанной на непрерывном перемешивании порошкового материала вращающимся магнитным полем [1].

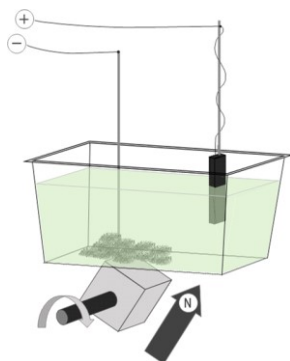


Рис. 1. Установка для металлизации, состоящая из кюветы с электролитом и порошком, а также вращающегося магнита, приводящего в движение частицы в порошке

Вращаемый электродвигателем под дном кюветы с электролитом и порошком неодимовый магнит вовлекает во вращательное движение частицы в порошке, препятствуя их слипанию и способствуя равномерности распределения покрытия по их поверхности (рис. 1).

В ходе проверки метода на эффективность внимание было сконцентрировано на вопросах о степени воздействия вращающегося магнитного поля и условий процесса, в том числе химического состава раствора и материала анода на продукт. В то время, как имеются сведения о возможности полевого влияния [3], использование водных электролитов

обнаруживало ряд проблем, ставивших под сомнение перспективность гальванического подхода. Во-первых, водные растворы плохо смачивают поверхности, на которых могут присутствовать гидрофобные субстанции, по причине чего возникают сложности, связанные с полнотой смачивания и даже флотацией частиц. Во-вторых, необходимость регенерации раствора является серьёзным технологическим затруднением: к примеру, попадание в раствор инородного металла или органических веществ требует тщательной очистки и аккуратной коррекции состава электролита. В-третьих, неизменным условием получения хорошего продукта нередко является строгое соблюдение режима по pH, температуре и плотности тока.

Изучение накопленного в науке опыта в области электрохимического осаждения никеля привело к рассмотрению возможности замены воды в электролитах этиленгликолем [4]. Последовавшие эксперименты показали, что применение этиленгликолевых растворов  $\text{NiCl}_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$ , снимает, как минимум, часть указанных выше сложностей. К примеру, полностью устраняются проблемы смачивания и флотации, чем процесс делается более простым и универсальным. Также, такие электролиты не теряют своей функциональности при высоких токах, ускоряя метод и делая его независимым от температурного режима. В то же самое время, обладая выше, чем на порядок более высокой вязкостью в сравнении с водой, этиленгликоль позволил значительно подавить тенденцию к агломерации: при всех различиях в условиях проведения процесса, включающих время металлизации, максимальный ток, величину загрузки и проводимость исходного материала, образцы всех продуктов представляли собой рассыпчатые порошки без наличия крупных и твёрдых агломератов («камешков»).

Более тщательное исследование, проведённое с помощью электронного микроскопа, не дало однозначного ответа на вопрос, является ли воздействие магнитного поля причиной агломерации частиц. На представленных на рис. 2 фотографиях необработанных порошков со сферическими частицами (а) и частицами неправильной формы (г) и продуктов их никелирования – б) и д) соответственно – видно, что сферические частицы некоторым образом агломерированы, в то время как частицы продукта помола – нет. В то же самое время, и сферические необработанные частицы (а) демонстрируют собранность в агломераты, что даёт возможность предполагать, что проведение гальванической обработки таких порошков под воздействием магнитного поля может усиливать уже имеющиеся тенденции. При этом рентгенограммы, приведённые следом, свидетельствуют о том, что оба продукта никелирования действительно содержат никель (в, е).

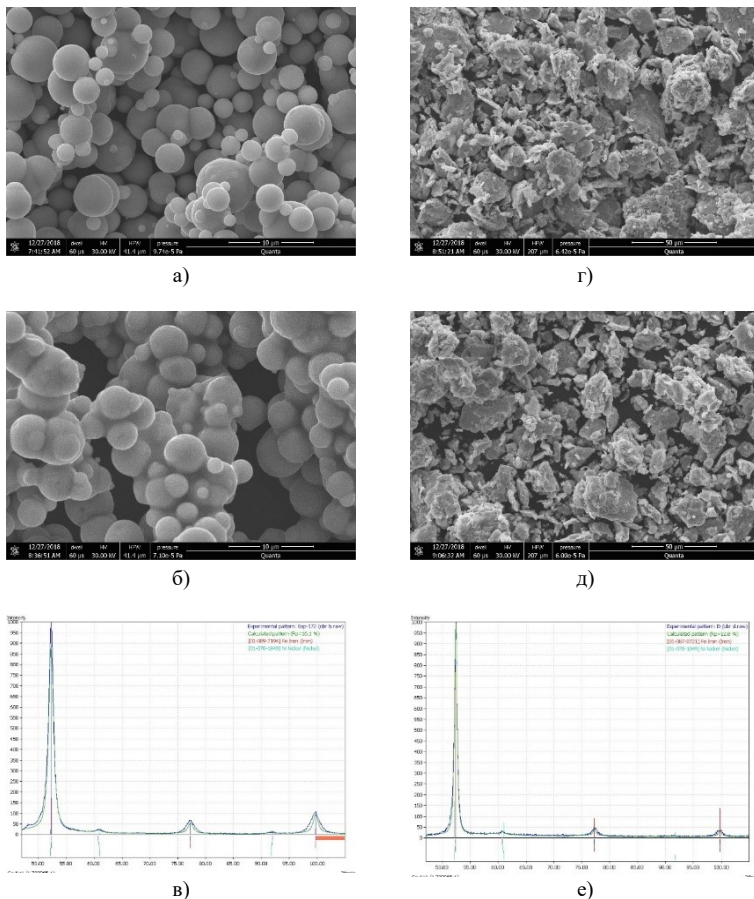


Рис. 2. Порошок со сферическими частицами: (а) изначальный (масштабный отрезок – 10 мкм) и (б) продукт его никелирования (масштабный отрезок – 10 мкм) с его рентгенограммой (в). Порошок, молотый в гептане: (г) до металлизации (масштабный отрезок – 50 мкм) и (д) продукт его никелирования (масштабный отрезок – 50 мкм) с его рентгенограммой (е)

Исследование целевых свойств порошков показало, что в большинстве случаев посредством никелирования удаётся уменьшить удельное сопротивление материала до уровня  $0,65 \cdot 10^{-3}$  Ом·см (см. табл.), то есть на несколько порядков.



Таблица

**Сравнение удельных сопротивлений, измеренных при 7,5 кгс/см<sup>2</sup>, изначальных порошков карбонильного железа с таковыми продуктов их никелирования**

Форма частиц	$\rho_0$ , Ом·м	$\rho$ , Ом·м
Сферическая	$11,60 \div 1,44 \cdot 10^3$	$(0,65 \div 13,1) \times 10^{-3}$
Продукт помола в гептане. Крошки неправильн. формы	$(1,31 \div 1,44) \times 10^{-2}$	$0,65 \cdot 10^{-3}$
Продукт помола в пропаноле. Чешуйки.	$1,11 \div 1,51$	$0,65 \cdot 10^{-3}$

$\rho_0$  и  $\rho$  – удельное сопротивление необработанного и никелированного порошков

При этом, собранные экспериментальные наблюдения за ходом металлизации указывают на то, присутствие воды в малых количествах не мешает металлизации, и что оптимальным интервалом концентраций  $\text{NiCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ , скорее всего, является 60–120 г/л, верхнюю границу которого, тем не менее, можно сдвигать вверх, вводя в качестве вспомогательного агента некоторое количество  $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ , что даёт возможность ускорить процесс. Также было выявлено, что pH раствора не оказывает заметного влияния на качество продукта, а при выборе материала анода наиболее эффективным оказывается графитный. В то же самое время, результаты, полученные на дроблёных порошках, с частицами, гидрофобизированными олеиновой кислотой, добавляемой при помоле в пропанол в качестве стабилизатора, показали более высокую универсальность этиленгликолевых растворов в сравнении с водными, а также то, что в отличие от электролитов на основе воды, такие электролиты практически не требуют регенерации, нуждаясь лишь в периодическом пополнении содержания хлорида никеля, что особо ценно с позиций экологии.

Вторая часть работы заключалась в изучении электрофизических свойств композитных материалов на основе силиконового полимера с различными наполнителями при различных магнитных полях и частотах пропускаемого через них электрического тока. Как указывалось выше, дополнительным (а по сути, конкурирующим) фактором может являться форма частиц и распределение их в полимере. Так, эксперименты с семью образцами МАЭ, у которых определялись частотно-полевые зависимости удельного сопротивления, не показали наличия корреляции между проводящими качествами наполнителя и таковыми у композита. Более того, полученные результаты по функциональности образцов скорее свидетельствуют о том, что композитный материал полностью «проигнорировал» химический состав наполнителя, «отдав предпочтение» фактору внутреннего распределения и частицам неправильной формы: как видно из рис. 3, в одном и том же интервале полей наибольшее относительное изменение удельной проводимости показы-

вают образцы, наполненные необработанными частицами железа сферической формы с анизотропией распределения. Причём, в случае, когда магнитное поле перпендикулярно направлению анизотропии, эффект в несколько раз выше. Несколько более слабый эффект показывает изотропный образец, наполненный железом, дроблёным в пропанол; за ним следует изотропный образец, содержащий продукт совместного помола никеля и железа.

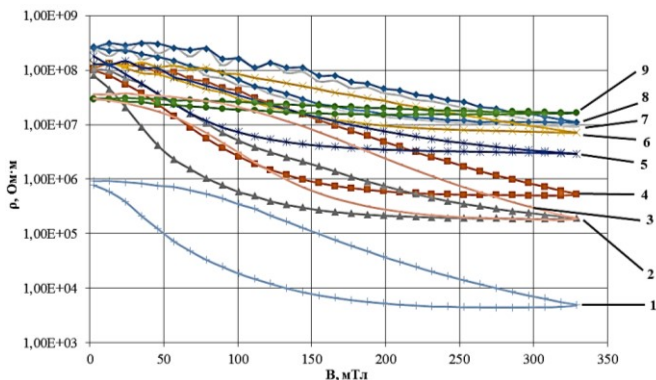


Рис. 3. Зависимости удельного сопротивления от магнитного поля при 10 кГц.

Цифрами обозначены образцы МАЭ, наполненные:

- 1) частицами Fe, дроблёнными в пропанол (55 мас. %, изотропный образец);
- 2) частицами Fe сферическими (80 мас. %, магнитное поле перпендикулярно анизотропии);
- 3) продуктом помола Ni с ~5 мас.% Fe (79 мас. %, изотропный образец);
- 4) частицами Fe сферическими (80 мас. %, магнитное поле параллельно анизотропии);
- 5) продуктом никелирования сферических частиц Fe (80 мас. %, магнитное поле перпендикулярно анизотропии);
- 6) продуктом никелирования сферических частиц Fe (80 мас. %, магнитное поле параллельно анизотропии);
- 7) продуктом никелирования сферических частиц Fe (80 мас. %, изотропный образец);
- 8) частицами Fe сферическими (80 мас. %, изотропный образец);
- 9) частицами Ni «с колочками» (75 мас. %, изотропный образец)

Вполне вероятно, что в данном случае не учитывается влияние полимера, нивелирующего проводящие свойства наполнителя.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-53-12039.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Патент РФ № 2684295, 16.02.2018.
2. Волков А. И., Жарский И. -М. Большой химический справочник // Изд-во «Современная школа», Минск 2005.
3. Горобец С.В. и др. // Физика металлов и металловедение, 2012. Т. 113. С. 137.
4. Тихонов К.И., Агафова Н.И. Электроосаждение металлов из органических растворов. Учебное пособие. // Ленинград 1979.

## **ФЕРРОНЕМАТИЧЕСКИЙ ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ С МОДИФИЦИРОВАННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ ПОВЕРХНОСТНОГО СЦЕПЛЕНИЯ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ**

**Сокольчик Д.П., Макаров Д.В.**

ФГБОУВО «Пермский государственный национальный  
исследовательский университет», г. Пермь, Российская Федерация,  
614990, Пермь, ул. Букирева, 15,  
E-mail: dmakarov@psu.ru

**Аннотация.** Рассмотрено поведение ферронематического жидкого кристалла в электрическом и магнитном полях при учете модифицированного (бистабильного) потенциала поверхностного сцепления между магнитными частицами и ЖК-матрицей. Изучены переходы между ориентационными состояниями ферронематика при различных значениях материальных параметров системы. Получены и проанализированы диаграммы этих фазовых переходов. Показано, что наличие электрического поля приводит к последовательности возвратных магнитных переходов в ферронематике.

**Ключевые слова:** ферронематик, магнитная суспензия, электрические и магнитные поля.

## **FERRONEMATIC LIQUID CRYSTAL WITH MODIFIED SURFACE ANCHORING POTENTIAL IN ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS**

**Sokolchik D.P., Makarov D.V.**

Perm State University,  
Perm, Russian Federation,  
E-mail: dmakarov@psu.ru

**Annotation.** The behavior of a ferronematic liquid crystal in electric and magnetic fields taking into account the modified (bistable) potential of surface anchoring between magnetic particles and an LC-matrix is considered. The transitions between orientation states of a ferronematic at various values of the material parameters of the system are studied. The diagrams of these phase transitions are obtained and analyzed. It is shown that the presence of an electric field leads to a sequence of reentrant magnetic transitions in ferronematics.

**Key words:** ferronematics, magnetic suspension, electric and magnetic fields.



СОКОЛЬЧИК Дарья Павловна окончила Пермский государственный национальный исследовательский университет по направлению «Прикладные математика и физика» в 2018 году. В настоящее время является студенткой магистратуры физического факультета Пермского государственного национального исследовательского университета.



МАКАРОВ Дмитрий Владимирович окончил Пермский госуниверситет в 2006 году. В 2010 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Ориентационные переходы в ферронематических жидких кристаллах». В настоящее время является заведующим кафедрой физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета.

В работе теоретически исследуется поведение ориентационной структуры магнитной суспензии частиц ферромагнетика на основе нематического жидкого кристалла [1], называемой ферронематиком (ФН), с учетом модифицированного потенциала поверхностного сцепления между частицами и ЖК-матрицей под воздействием электрического и магнитного полей.

Рассмотрим неограниченный образец суспензии с однородным распределением магнитных частиц, равновесная ориентационная структура которого определяется минимумом полной свободной энергии [2–3]:

$$F = \int_V F_V dV, \quad (1)$$

где объемная плотность свободной энергии ФН, находящегося в электрическом и магнитном полях, с учетом конечного сцепления между подсистемами имеет вид

$$\begin{aligned} F_V &= F_{DP} + F_{QR} + F_{QP2} + F_{OR}, \\ F_{DP} &= -M_s f(\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}), \quad F_{QR} = -\chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2 / 2, \\ F_{QR2} &= -\varepsilon_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2 / 8\pi, \quad F_{OR} = (Wf/d)(\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})^2 [1 - \zeta(\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})^2], \end{aligned} \quad (2)$$

где  $F_{DP}$  – объемная плотность свободной энергии феррочастиц в магнитном поле;  $\mathbf{n}$  – директор ЖК,  $\mathbf{m}$  – единичный вектор намагниченности ферронематика;  $M_s$  – намагниченность насыщения материала феррочастиц;  $F_{QP1}$  – плотность диамагнитной энергии ЖК-матрицы;  $\chi_a$  – анизотропия диамагнитной восприимчивости ЖК,  $\mathbf{H}$  – напряженность магнитного поля;  $\mathbf{E}$  – напряженность электрического поля;  $F_{QP2}$  – объемная плотность энергии взаимодействия электрического поля с ЖК;  $F_{OR}$  – модифицированный (бистабильный) поверхностный потенциал сцепления [2], который описывает энергию взаимодействия магнитных частиц

с ЖК-матрицей и учитывает слагаемые четвертого порядка в разложении ориентационной энергии по отклонению директора от вектора намагниченности;  $W > 0$  – поверхностная плотность энергии сцепления магнитных частиц с молекулами ЖК;  $\zeta$  – параметр анизотропии поверхностного сцепления,  $f$  – объемная доля частиц в суспензии;  $d$  – поперечный диаметр магнитной частицы.

В отсутствие внешних полей однородные поля директора  $\mathbf{n}$  и единичного вектора намагниченности  $\mathbf{m}$  ортогональны друг другу ( $\mathbf{n} \perp \mathbf{m}$ ). При включении магнитного  $\mathbf{H} = (0, H, 0)$  и электрического  $\mathcal{E}$  полей векторы  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{m}$  будут поворачиваться в плоскости  $xOy$ , что позволяет их параметризовать следующим образом:

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi, \sin \varphi, 0), \quad \mathbf{m} = (\cos \psi, \sin \psi, 0). \quad (3)$$

С учетом соотношений (3) объемная плотность свободной энергии  $F_V$  (2) после обезразмеривания примет вид:

$$F_V = H_0^2 \chi_a \left[ -h \cos \psi - \frac{h^2 + E^2}{2} \sin^2 \varphi + \sigma \sin^2(\varphi - \psi) [1 - \zeta \sin^2(\varphi - \psi)] \right], \quad (4)$$

здесь введены следующие безразмерные параметры:  $\sigma = W / (dM_s^2 f)$  – энергия сцепления между директором жидкого кристалла и намагниченностью;  $h = H\chi_a / M_s f$  – напряженность магнитного поля,  $E = \mathcal{E} / M_s f \sqrt{\chi_a \varepsilon_a / (4\pi)}$  – напряженность электрического поля.

Минимизация полной свободной энергии (1) по углам  $\varphi$  и  $\psi$  приводит к уравнениям равновесия ФН:

$$(h^2 + E^2) \sin 2\varphi - 2\sigma \sin 2(\varphi - \psi) [1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)] = 0, \quad (5)$$

$$h \sin \psi - \sigma \sin 2(\varphi - \psi) [1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)] = 0. \quad (6)$$

Эта система имеет решения, описывающие гомеотропную (А), угловую (В) и планарную (С) ориентационные фазы ферронематика. В гомеотропной фазе углы ориентации директора и намагниченности равны нулю, в планарной –  $\varphi = \pi/2$ ,  $\psi = 0$ . Угловая фаза отвечает значению углов ориентации подсистем между 0 и  $\pi/2$ .

С ростом напряженности магнитного поля исходная гомеотропная фаза при некотором критическом поле  $h_{\perp}$  сменяется угловой. Величина этого поля определяется из уравнения

$$h_{\perp}^3 + 2\sigma h_{\perp}^2 + (E^2 - 2\sigma)h_{\perp} + 2\sigma E^2 = 0. \quad (7)$$

Переход между угловой и планарной фазами происходит при критическом значении  $h_{\parallel}$ , определяемом следующим уравнением:

$$h_{\parallel}^3 - 2\sigma h_{\parallel}^2(1 - 2\zeta) - (2\sigma(1 - 2\zeta) - E^2)h_{\parallel} - 2\sigma E^2(1 - 2\zeta) = 0. \quad (8)$$

При фиксированном электрическом поле вариация параметров анизотропии  $\zeta$  и сцепления  $\sigma$  приводит к изменению последовательностей и типов переходов между ориентационными фазами (рис. 1).

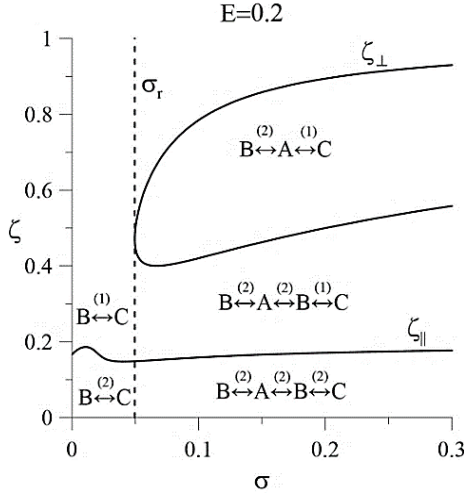


Рис. 1. Фазовая диаграмма ориентационных переходов в ФН на плоскости  $\zeta - \sigma$  в электрическом и магнитном полях; индексами 1 и 2 здесь обозначены фазовые переходы 1 и 2 рода соответственно

На рис. 2 показано, как меняются углы ориентации директора и намагниченности с ростом магнитного поля при переходе через кривую  $\zeta_{\parallel}(\sigma)$ . На графике можно отметить три особых значения поля, соответствующие переходам между фазами и определяемых из уравнений (7) – (8):  $h_{\perp 1}$ ,  $h_{\perp 2}$  и  $h_{\parallel}$ . При этом, как видно из уравнений,  $h_{\perp 1}$  и  $h_{\perp 2}$  не зависят от параметра анизотропии сцепления  $\zeta$ .

При  $\zeta = 0$  с ростом напряженности магнитного поля происходит следующая последовательность фаз: угловая (B) – гомеотропная (A) – угловая (B) – планарная (C) фазы. Все переходы осуществляются по типу фазовых переходов 2-го рода.

При наличии электрического ( $E \neq 0$ ) и в отсутствие магнитного поля ( $h=0$ ) углы  $\varphi$  и  $\psi$  равны  $\pi/2$ , т.е. директор и намагниченность ортогональны друг другу, и ферронематик в этом случае находится в гомеотропной фазе. Как видно из рис. 2, при включении магнитного поля  $h$

углы ориентации директора  $\varphi$  и намагниченности  $\psi$  уменьшаются до нуля. В диапазоне полей  $h_{\perp 1} < h < h_{\perp 2}$  ФН находится в гомеотропной фазе ( $\varphi = \psi = 0$ ,  $\mathbf{n} \perp \mathbf{H}$ ). При дальнейшем росте магнитного поля при  $h = h_{\perp 2}$  происходит возвратный переход в угловую фазу. Дальнейшее поведение ФН зависит от значения анизотропии сцепления  $\zeta$ .

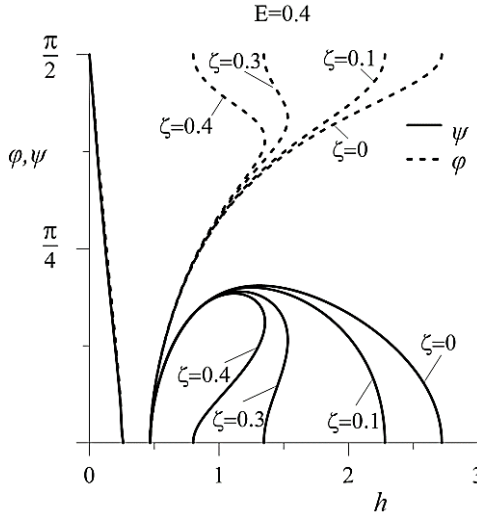


Рис. 2. Зависимости углов  $\varphi$  и  $\psi$  от напряженности магнитного поля  $h$  при энергии сцепления  $\sigma = 1$  и различных параметрах анизотропии сцепления  $\zeta$

При  $\zeta < \zeta_{\parallel}$  (на рис. 2 –  $\zeta = 0$ ,  $\zeta = 0.1$ ) угол поворота директора  $\varphi$  в диапазоне полей  $h_{\perp 1} < h < h_{\parallel}$  монотонно увеличивается от нуля до  $\pi/2$ . Угол поворота намагниченности  $\psi$  при этом растет до некоторого максимального значения, а затем уменьшается до нуля при  $h_{\parallel}$ . При  $h > h_{\parallel}$  ФН находится в состоянии магнитного насыщения в планарной ориентационной фазе.

При увеличении параметра  $\zeta > \zeta_{\parallel}$  (на рис. 2 –  $\zeta = 0.3$ ,  $\zeta = 0.4$ ) кривые зависимостей  $\varphi$  и  $\psi$  от напряженности магнитного поля  $h$  в угловой фазе перестают быть однозначными. Одному значению поля соответствует два значения углов  $\varphi$  и  $\psi$ . Переход в планарную фазу происходит по типу фазового перехода 1-го рода.

Увеличение анизотропии сцепления  $\zeta$  приводит к уменьшению порогового поля перехода в планарную фазу  $h_{\parallel}$ . При значении  $\zeta$  из обла-

сти фазовой диаграммы (рис. 1) внутри кривой  $\zeta_{\perp}$  фазовый переход в планарную фазу происходит при значении магнитного поля ниже  $h_{\perp 2}$ . Таким образом, система проходит фазы В – А – С, причем переход из гомеотропной в планарную происходит по типу 1-го рода.

Значение  $\sigma_r$  на рис. 1 определяет равенство полей  $h_{\perp 1}$  и  $h_{\perp 2}$ . Соответственно, при энергии сцепления ниже этого значения исчезает гомеотропная фаза (А), суспензия переходит из угловой фазы (В) в планарную (С) по типу 1-го или 2-го рода в зависимости от того, выше или ниже анизотропия сцепления, чем  $\zeta_{\parallel}(\sigma)$ .

*Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ в рамках научного проекта 19-02-00231.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brochard F., de Gennes P.G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // J. Phys. (France). 1970. Vol. 31. P. 691–708.
2. Burylov S.V., Zakhlevnykh A.N. Magnetically induced bistable behavior of ferromagnetic liquid crystals // Physical Review E. 2013. Vol. 88, 052503.
3. Захлевных А.Н., Макаров Д.В. Влияние электрического и магнитного полей на ориентационную структуру ферронематического жидкого кристалла // Журнал технической физики. 2014. Т. 84. Вып. 9. С. 7–16.



**ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  
И КОЛЛОИДНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ,  
ПРОЦЕССЫ АГРЕГАЦИИ**

## О ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА СДВИГОВОЙ ВЯЗКОСТИ И МАГНИТОВЯЗКИЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

Комилов К.<sup>1</sup>, Зарипов А.К.<sup>1,\*</sup>, Убайди Абдул Маджид<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Таджикский национальный университет, Таджикистан,  
734025, Таджикистан, Душанбе, просп. Рудаки, 17

<sup>2</sup>Бадахшанский университет, Афганистан

\*E-mail: afzal.z@mail.ru<sup>1</sup>

**Аннотация.** На основе метода молекулярно-кинетической теории и модели двухкомпонентной системы получено аналитическое выражение для коэффициента сдвиговой вязкости. С учетом диполь-дипольных и межмолекулярных потенциалов взаимодействия, а также учета влияния внешнего магнитного поля, проведены численные расчеты зависимости коэффициентов сдвиговой вязкости магнитных жидкостей, приготовленных на основе керосина и ундекана от частоты и величины внешнего магнитного поля. Продемонстрированы области частотных дисперсий для коэффициентов сдвиговой вязкости исследуемых жидкостей и рассмотрен магнитовязкий эффект, существующий в магнитных жидкостях.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, магнитовязкость, частота, магнитное поле.

## ON THE FREQUENCY DEPENDENCE OF THE COEFFICIENT OF SHEAR VISCOSITY AND THE MAGNETIC VISCOUS IN MAGNETIC LIQUIDS

Komilov K. <sup>1</sup>, Zaripov A.K. <sup>1,\*</sup>, Obaidi Abdul Majid<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Tajik National University, Dushanbe, 734025 Tajikistan

<sup>2</sup>Badakhshan University, Fayzabad, Badakhshan, Afghanistan

\*E-mail: afzal.z@mail.ru

**Annotation.** Based on the method of molecular kinetic theory and the model of a two-component system, an analytical expression is obtained for the shear viscosity coefficient. Taking into account the dipole-dipole and intermolecular interaction potentials, as well as taking into account the influence of an external magnetic field, we performed numerical calculations of the dependence of the shear viscosity coefficients of magnetic fluids prepared on the basis of kerosene and undecane on the frequency and magnitude of the external magnetic field. The frequency dispersion regions for the shear viscosity coefficients of the studied liquids are demonstrated, and the magneto-viscous effect existing in magnetic fluids is considered.

**Key words:** magnetic fluid, magnetic viscosity, frequency, magnetic field

Первые синтезированные магнитные жидкости показав широкую возможность управлять их физическими свойствами внешним магнит-

ным полем, сразу нашли своё применения в самых различных областях человеческой деятельности. Вместе с тем были развиты различные теории по физико-химическим свойствам магнитных жидкостей, начиная от простых моделей идеальной магнитной жидкости до сложных теорий учитывающих в них неравновесную намагничённость и другие внутренние явления.

Работы, посвященные макроскопической и микроскопической теории основанной на модели идеальной магнитной жидкости [1, 2], давали хорошее согласие с экспериментами. Однако, эти теории не были в силе описать такие явления, как сильное уменьшение вязкости с ростом скорости сдвига, сильный магнитовязкий эффект и другие реологические эффекты. Другие теоретические модели учитывающие эти эффекты, такие как кластерная модель, Вейс-модель, цепочечная модель и т.д., подробно проанализированы в обзорах [2] и [3].

Одной из теоретических моделей, использующейся для описания свойств жидкостей, является ячеечная модель [4], особенность которой заключается в ее связанности со свойствами межмолекулярного взаимодействия и удачно выборе потенциалов взаимодействия между структурными единицами системы.

В [4] на основе ячеечной модели построена статистическая теория, позволяющая рассматривать магнитную жидкость как совокупность двух независимых подсистем: магнитная подсистема, состоящая из феррочастиц и молекулярная подсистема, состоящая из молекул жидкости-носителя. Такой подход показывает, что свободные энергии подсистемы дают аддитивный вклад в полную свободную энергию системы и, соответственно, термодинамика системы аддитивна по термодинамикам подсистемы. Независимость подсистем позволяет проводить независимые вычисления их корреляционных функций.

Нами ранее на основе метода кинетической теории были исследованы вязкоупругие, термоупругие и акустические свойства магнитных жидкостей [5, 6]. В этом случае магнитная жидкость рассматривалась как намагничивающаяся, однокомпонентная и однородная среда со сферическими частицами, взаимодействия которых учитывались посредством потенциала Леннард-Джонса. При таком подходе наиболее удовлетворительно можно описать только разбавленные магнитные жидкости, в которых роль диполь-дипольного взаимодействия не существенна, и их вязкость при сильном значении внешнего магнитного поля не может превышать вязкости жидкости-основы в 1,5–2 раза. Однако, последние эксперименты по концентрированным магнитным жидкостям показывают существование в них сильного магнитовязкого эффекта. Следовательно, магнитную жидкость необходимо

рассматривать как многокомпонентную систему, в которой магнитодипольные взаимодействия частиц между собой и с внешним магнитным полем являются определяющими.

В связи с этим, в данной работе, основываясь на ячеечной модели магнитную жидкость рассматриваем как бинарную систему, состоящую из компонентов ферритной  $f$  и молекулярной  $s$  части. Обозначая массу и концентрацию частицы сорта  $i = f, s$  системы через  $m_i$  и  $n_i$ , кинетические уравнения, соответствующие компоненту  $i$ , запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{1i}}{\partial t} + \frac{p_1^\alpha}{m_i} \frac{\partial f_{1i}}{\partial q_1^\alpha} + F^\alpha(\mathbf{q}_1, t) \frac{\partial f_{1i}}{\partial p_1^\alpha} - \int \frac{\partial \Phi_i(|\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2|)}{\partial q_1^\alpha} \frac{\partial f_{2i}}{\partial p_1^\alpha} d\mathbf{q}_2 d\mathbf{p}_2 = \\ = \beta_i \frac{\partial}{\partial p_1^\alpha} \left[ \frac{\tilde{p}_1^\alpha}{m_i} f_{1i} + kT(\mathbf{q}_1, t) \frac{\partial f_{1i}}{\partial p_1^\alpha} \right], \\ \frac{\partial f_{2i}}{\partial t} + \sum_{n=1}^2 \left[ \frac{p_n^\alpha}{m_i} \frac{\partial f_{2i}}{\partial q_n^\alpha} + F^\alpha(\mathbf{q}_n, t) \frac{\partial f_{2i}}{\partial p_n^\alpha} - \frac{\partial \Phi_i(|\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2|)}{\partial q_n^\alpha} \frac{\partial f_{2i}}{\partial p_n^\alpha} - \right. \\ \left. - \int \frac{\partial \Phi_i(|\mathbf{q}_n - \mathbf{q}_3|)}{\partial q_n^\alpha} \frac{\partial f_{3i}}{\partial p_n^\alpha} d\mathbf{q}_3 d\mathbf{p}_3 \right] = \sum_{n=1}^2 \beta_i \frac{\partial}{\partial p_n^\alpha} \left[ \frac{\tilde{p}_n^\alpha}{m_i} + kT(\mathbf{q}_n, t) \frac{\partial}{\partial p_n^\alpha} \right] f_{2i}. \end{aligned}$$

Основываясь на этих уравнениях после проведения стандартных расчетов, получена система уравнений обобщенной гидродинамики, в которые входящие в её тензоры напряжения

$$\sigma_i^{\alpha\beta}(\mathbf{q}_1, t) = -P_i \delta^{\alpha\beta} - K_i^{\alpha\beta}(\mathbf{q}_1, t) + \frac{1}{2} \int \frac{\partial \Phi_i(r)}{\partial r} \frac{r^\alpha r^\beta}{r} n_{2i}(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \quad (1)$$

учитывают молекулярную структуру системы.

Для исследования вязкостных свойств магнитных жидкостей необходимо получить явные молекулярные выражения для тензоров напряжения магнитной жидкости. Согласно (1), тензор напряжения  $\sigma_i^{\alpha\beta}(\mathbf{q}_1, t)$  определяется функцией бинарной плотности частиц  $n_{2i}(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t)$ , для которой необходимо иметь уравнение. Ранее в [5] нами было получено уравнение для  $n_2(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t)$  и найдено его решение. Подставляя решение уравнение для  $n_2(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t)$ , соответствующий каждой подсистеме в (1) и совершая Фурье-преобразование по времени, после суммирования полученных выражений по компонентам, сопоставляя полученное выражение для тензора напряжения с его макроскопическим выражением для динамического коэффициента сдвиговой вязкости  $\eta_s(\omega)$  магнитной жидкости получим:

$$\eta_s(\omega) = \sum_{i=f,s} \frac{n_i kT \tau_{1i}}{1 + (\omega_i \tau_{1i})^2} + \sum_{i=f,s} \frac{n_i^2 \sigma_i^3}{120\pi} \int_0^\infty \frac{\partial \Phi_i}{\partial r} \int_0^\infty G_i(r, r_1, \omega) \frac{\partial g_i}{\partial r_1} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r} +$$

$$+ \frac{n_f^2 \sigma_f^3}{360\pi} \int_0^\infty \frac{\partial \Phi_f}{\partial r} \int_0^\infty G_f(r, r_1, \omega) \frac{\mu_0}{\beta_f} (\mathbf{m} \nabla) \frac{\partial H}{\partial v} \frac{\partial g_f}{\partial r_1} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}, \quad (2)$$

где

$$G_i(r, r_1, \omega) = \frac{\tau_{0i}}{2} \left( \frac{2}{\omega_i \tau_{0i}} \right)^{1/2} \left[ (\sin \varphi_{1i} - \cos \varphi_{1i}) e^{-\varphi_{1i}} - (\sin \varphi_{2i} - \cos \varphi_{2i}) e^{-\varphi_{2i}} \right],$$

$$\varphi_{(1,2)i}(r, r_1, \omega) = \left( \frac{\omega_i \tau_{0i}}{2} \right)^{1/2} (r \mp r_1), \quad \tau_{1i} = \frac{m_i}{2\beta_i}, \quad \tau_{0i} = \frac{\beta_i \sigma_i^2}{2kT}.$$

При определенном выборе потенциалов взаимодействия между структурными единицами, учета диполь-дипольного взаимодействия магнитных частиц и их взаимодействия с внешним магнитным полем, приведем выражение (2) к удобному виду для проведения численных расчетов:

$$\eta_s(\omega) = \sum_{i=f,s} \frac{n_i kT \tau_{1i}}{1 + (\omega_i \tau_{1i})^2} + \sum_{i=f,s} \frac{4\varepsilon_i n_i^2 \sigma_i^3}{kT} J_{si}, \quad (3)$$

где

$$J_{sf} = \int_0^\infty (r^{-5} - 2r^{-11}) dr \int_0^\infty G_f(r, r_1, \omega) \exp \left[ -\frac{\Phi_f^{L-J}}{kT} \right] \left[ \left( \frac{96\pi\varepsilon_f}{5} (2r_1^{-11} - r_1^{-5}) + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{6\mu_0 m^2}{5\sigma_f^3 r_1^2 a_f} \right) \left( 1 + \frac{\mu_0 mH \tau_{of}}{3\beta_f l^2} \right) \frac{sha_f}{a_f} - \frac{6\mu_0 m^2}{5\sigma_f^3 r_1^2} \left( 1 + \frac{\mu_0 mH \tau_{of}}{3\beta_f l^2} \right) \frac{cha_f}{a_f} \right] dr_1,$$

$$J_{ss} = \int_0^\infty (r^{-5} - 2r^{-11}) dr \int_0^\infty G_s(r, r_1, \omega) y_s(\rho^*) \exp \left[ -\frac{\Phi_s^{L-J}}{kT} \right] \left[ \left( \frac{96\pi\varepsilon_s}{5} (2r_1^{-11} - r_1^{-5}) + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{6p^2}{5\varepsilon\varepsilon_0 \sigma_s^3 r_1^2 a_s} \right) \frac{sha_s}{a_s} - \frac{6p^2}{5\varepsilon\varepsilon_0 \sigma_s^3 r_1^2} \frac{cha_s}{a_s} \right] dr_1,$$

$$a_f = \frac{\mu_0 m^2}{2\pi\sigma_f^3 r_1^3 kT} + \frac{\mu_0 mH}{kT}, \quad a_s = \frac{p^2}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 \sigma_s^3 r_1^3 kT}.$$

На основе (3) проведен численный расчет для динамических коэффициентов сдвиговой вязкости магнитных жидкостей на основе керосина и ундекана с частицами  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ .

На рис. 1 представлен зависимости коэффициента сдвиговой вязкости магнитных жидкостей от частоты внешнего воздействия. На рисунке 2 приведен результаты численных расчетов зависимости отно-

шений коэффициентов вязкости  $\Delta\eta_s(\omega) = \frac{\eta_s(\omega, H)}{\eta_s(\omega, 0)}$  от величины внешнего магнитного поля. На этих рисунках кривые 1, 2 соответствуют объемной концентрации  $\varphi=0,1$ , кривые 3, 4 –  $\varphi=0,15$ .

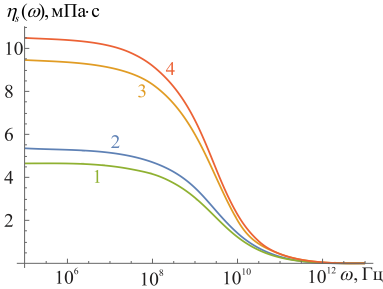


Рис. 1. Зависимости  $\eta_s(\omega)$  от частоты для магнитной жидкости на основе керосина – 2, 4 и ундекана – 1, 3

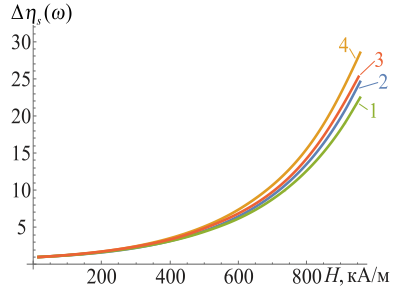


Рис. 2. Зависимости  $\Delta\eta_s(\omega)$  от величины  $H$  для магнитной жидкости на основе керосина – 2, 4 и ундекана – 1, 3

Согласно рис. 2 проведенные расчеты показывают существование сильного магнитовязкого эффекта для исследуемых магнитных жидкостей, что находится в удовлетворительном согласии с результатами работы [7] и [8], и подтверждают правильный учёт дипольного взаимодействия.

Результаты наших расчетов по частотной зависимости качественно согласуются с результатами работы [9], и можно заключить, что внешнее возмущение в области высоких частот приводит к сильному уменьшению вязкости магнитных жидкостей

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shliomis M.I. // Sov. Phys. JETP. 1972. V. 34. № 6. P. 1291-1294.
2. Ilg, P., Odenbach, S. // Lect. Notes Phys. 2009. V. 763. P. 249-325. DOI: 10.1007/978-3-540-85387-9\_4.
3. Huke B., Lucke M. // Rep. Prog. Phys. 2004. V. 67. P. 1731-1768.
4. Kalikmanov V.I. Statistical Physics of Fluids. Basic Concepts and Applications. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2001. 260 pp. DOI 10.1007/978-3-662-04536-7.
5. Одинаев С., Комилов К., Зарипов А. // ЖФХ. 2010. Т. 84. № 7. С. 1368-1371; Oдинаев S., Komilov K., Zaripov A. // Rus. Journ. of Phys. Chem. A. 2010. V. 84. № 7. P. 1242-1245.
6. Комилов К., Зарипов А.К. // Вестник ТНУ, серия естественных наук. 2017. № 1/4. С. 99-103.
7. Zubarev A.Yu., Iskakova L.Yu. // J. Phys.: Condens. Matter. 2006. V. 18. №. 38. P. S2771-S2784. DOI:10.1088/0953-8984/18/38/S16.
8. Pop L.M., Odenbach S. // J. Phys.: Condens. Matter. 2006. V. 18. №. 38. P. S2785-S2802. DOI:10.1088/0953-8984/18/38/S16.
9. Зубарев А.Ю., Юшков А.В. // ЖЭТФ. 1998, Т. 114. Вып. 3(9). С. 892-909.

## МАГНИТНАЯ ЛЕВИТАЦИЯ НЕМАГНИТНЫХ ВКЛЮЧЕНИЙ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**Ряполов П.А., Полунин, В.М. Соколов Е.А.**

Юго-западный государственный университет, Российская Федерация;  
305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94,  
E-mail: r-piter@yandex.ru

**Аннотация.** В работе исследована газожидкостная магнитная система в неоднородном магнитном поле, показано, что межфазная граница газ жидкость формируется вдоль изолиний модуля напряженности магнитного поля. Показано, что в малоконцентрированных МЖ отрыв пузырьков наступает раньше, при этом образуется малое количество газовых пузырьков большого диаметра.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, газожидкостные системы, пузырьки газа, неоднородное магнитное поле.

## THE STUDY OF VISCOELASTIC PARAMETERS OF MAGNETIC FLUIDS IN AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

**Ryapolov, P.A. Polunin V.M., Sokolov E.A.**

Southwest State University  
305040, Kursk, 50 Let Oktyabrya Street, 94,  
E-mail: r-piter@yandex.ru

**Abstract.** The gas-liquid magnetic system in an inhomogeneous magnetic field is studied, it is shown that the gas-liquid interface is formed along the isolines of the magnetic field strength modulus. It was shown that in low-concentrated MFs, bubble detachment occurs earlier, while a small amount of large-diameter gas bubbles forms.

**Key words:** magnetic fluid, gas-liquid systems, gas bubbles, inhomogeneous magnetic field.

Актуальным направлением является создание управляемых пространственно неоднородных магнитных полей для воздействия на разнообразие магнитные системы. Особый интерес представляют магнитные поля с областью нулевой напряженности магнитного поля, в которой градиент магнитного поля меняет свое направление. Эта уникальная область позволяет управлять динамикой немагнитных включений в МЖ под воздействием внешнего неоднородного магнитного поля. Наиболее распространёнными подобными системами являются кольцевые постоянные магниты.

Идея эксперимента заключается в следующем: если в горизонтальный контейнер (трубку или плоский канал), заполненный МЖ снизу

подвести кольцевой магнит, то на некотором расстоянии между поверхностью жидкости и поверхностью кольцевого магнита происходит захват порции газа жидкостью. Дальнейший медленный ( $\sim 0.02$  мм/с) подъем магнита приводит к захвату пузырьков газа и образованию полости большего размера, герметизация которой затем нарушается. Восстановление перемычки (герметизация полости) происходит при последующем опускании магнита. В процессе опускания магнита с постоянной скоростью  $\sim 0.8$  мм/с перемычка за счет перетекания МЖ превращается в сплошной столбик. При дальнейшем опускании магнита до уровня, находящегося ниже поверхности дна, воздушная полость прижимается неоднородным магнитным полем к донышку, после чего происходит отрыв газовых пузырьков [1,2]

Экспериментальная установка представлена на рис. 1. Плоский канал 1 толщиной 2 мм и шириной 10 мм, заполненный магнитной жидкостью 2, жестко закреплен на алюминиевой конструкции с креплениями из оргстекла. Кольцевой магнит 3 и катушка индуктивности 4, используемые для регистрации магнитных колебаний, установлены коаксиально трубке. Сигналы от нее усиливаются с помощью усилителя 5 и передается с помощью цифрового осциллографа 6 на ПК для дальнейшей обработки. Винтовая передача с шаговым двигателем 7 используется для перемещения кольцевого магнита катушки индуктивности со скоростью 0,05–45 мм/с. В процессе подъема образуется полость 10. Для видеофиксации используется светодиодный регулируемый осветитель 8 и высокоскоростная камера 9, настроенная для съемки в проходящем свете.

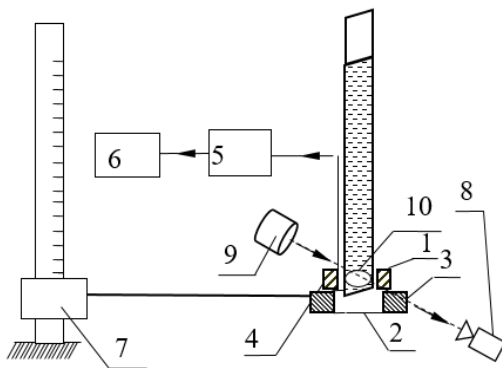


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

На рис. 2 представлен результат видеофиксации воздушной полости в магнитной жидкости МЖ-1 в плоском канале. Воздушная полость



находится возле доньшка плоского канала и наложено на картину изолиний модуля напряженности магнитного поля. Из рисунка видно, что верхняя часть межфазной границы газ-жидкость повторяет изолинии модуля напряженности магнитного поля, равного 35 кА/м.

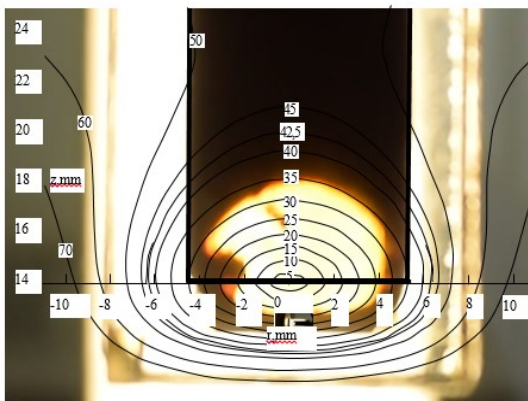


Рис. 2 - Воздушная полость в МЖ1

В работе исследовалась концентрационная серия, полученная разбавлением образца МЖ-1, на основе керосина. Физические параметры образцов представлены в таблице.

Таблица

**Физические параметры образцов**

	МЖ-4	МЖ-3	МЖ-2	МЖ-1
плотность МЖ	870	952	1058	1245
концентрация объемная $\varphi$ , %	2,08	3,93	6,32	10,56
намагниченность насыщения $M_s$ , кА/м	9,2	12,9	20,7	43,3
вязкость МЖ, мПа·с	1,8	2,45	4,15	31,8

Для анализа данных видеофиксации в среде NI LabView была разработана программа для управления и обработки данных машинного зрения и определения физических параметров газовых включений в магнитной жидкости: объема, эволюции формы поверхности и скорости их движения.

Данные для серии образцов, полученные на разработанной установке [1-3] представлены на рис. 3-4 для захвата и придавливания полости.

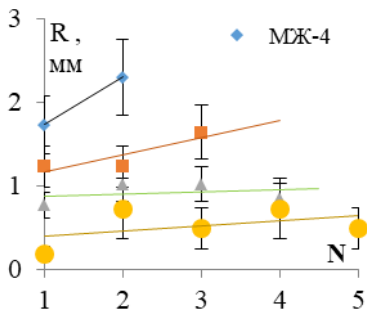


Рис. 3. Зависимость радиуса пузырька от порядкового номера при захвате

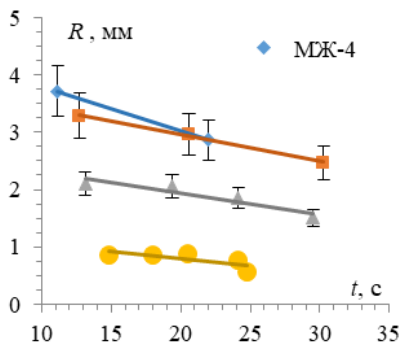


Рис. 4. Зависимость радиуса пузырька от времени при придавливании

Они показывают, что для обоих экспериментов характерно то, что для малоконцентрированных МЖ наблюдается образование малого количества газовых пузырьков большого диаметра. Для концентрированных МЖ, наоборот, имеет место большое количество пузырьков с относительно малым размером. Получено соотношение, показывающее тенденцию уменьшения радиуса пузырьков с увеличением концентрации (намагниченности насыщения) МЖ.

*Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ МК-1393.2019.8.*

*Исследования была начаты при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект № 17-52-04025\17)*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Динамика газожидкостной магнитной системы в неоднородном поле кольцевого магнита / П. А. Ряполов, Е. А. Соколов, Е. В. Шельдешова, А. О. Васильева, Д. А. Калюжная // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2019. Т. 9, № 3. С. 79–87
2. Исследование динамики газовых включений в тонком слое магнитной жидкости / П. А. Ряполов, Е. А. Соколов, А. О. Васильева, Д. А. Калюжная // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2019. Т. 9, № 4. С. 53–62.
3. Гидродинамика и акустика газовых включений в магнитной жидкости в поле кольцевого магнита / П. А. Ряполов, В. М. Полунин, Е. А. Соколов // Учен. зап. физ. факта Моск. ун-та.. – 2020., № 1.

## СКАНИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КОЛЬЦЕВОГО МАГНИТА С ПОМОЩЬЮ ТОНКОГО СЛОЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Баштовой В.Г. <sup>1</sup>, Рекс Г.А., Ряполов П.А. <sup>2</sup>, Загадская А.А. <sup>1</sup>,  
Соколов Е.А. <sup>2</sup>

<sup>1</sup> Белорусский национальный технический университет  
220013, г. Минск, пр-т Независимости, 65

<sup>2</sup> Юго-западный государственный университет  
05040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94,  
E-mail: r-piter@yandex.ru

**Аннотация.** Представлены результаты экспериментального исследования магнитного поля кольцевого магнита с помощью тонкого слоя магнитной жидкости. Слой магнитной жидкости представляет собой тонкий цилиндр, в центре которого при подъеме образуется воздушная полость формы. Установлены условия существования пузыря и получены зависимости его размеров для различных положений слоя магнитной жидкости относительно магнита.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, газожидкостные системы, пузырьки газа, неоднородное магнитное поле

## SCANNING A MAGNETIC FIELD OF A RING MAGNET USING A THIN LAYER OF A MAGNETIC LIQUID

Bashtovoi V.G. <sup>1</sup>, Rex A.G. <sup>1</sup>, Ryapolov P.A. <sup>2</sup>, Zagadskaya A.A. <sup>1</sup>, Sokolov E.A.  
<sup>1</sup>Belarusian national technical University

<sup>2</sup>Southwest State University  
305040, Kursk, 50 Let Oktyabrya Street, 94,  
E-mail: r-piter@yandex.ru

**Abstract.** The results of an experimental study of the magnetic field of a ring magnet using a thin layer of magnetic fluid are presented. The layer of magnetic fluid is a thin cylinder, in the center of which, when rising, an air cavity forms. The conditions for the existence of a bubble are established and the dependences of its size are obtained for various positions of the magnetic fluid layer relative to the magnet.

**Key words:** magnetic fluid, gas-liquid systems, gas bubbles, inhomogeneous magnetic field.

Актуальным направлением научных исследований является создание управляемых пространственно неоднородных магнитных полей для воздействия на различные магнитные системы. Особый интерес представляет магнитное поле кольцевого магнита с областью, в которой модуль напряженности магнитного поля равен нулю. В ней существует точка,

от которой напряженность магнитного поля увеличивается по всем направлениям в пределах некоторой ограниченной области. С точки зрения статистики магнитных жидкостей, такая область объема магнитной жидкости является областью устойчивого плавания в ней немагнитных тел, например, газовых пузырей. В окрестности точки нулевой напряженности магнитного поля внутри жидкости имеется достаточно большая замкнутая область с пониженным давлением, в которой давление в каждой точке меньше, чем давление над поверхностью жидкости, которое практически можно считать атмосферным. Если на поверхности жидкости создать такие условия, при которых давление в воздухе над ней локально превышает давление в жидкости под поверхностью, то наружный воздух будет прорываться в жидкость в виде пузырька, который затем будет перемещаться в область с минимальным давлением. Захват такого пузырька кольцевым магнитом в вертикальной трубке с магнитной жидкостью был установлен в работе [1].

Возможность образования газовых полостей в объеме магнитной жидкости имеет практический интерес, поскольку появляется механизм дополнительной диссипации энергии в магнитожидкостных гасителях колебаний [2].

Для исследования газовых полостей в магнитной жидкости в поле кольцевого магнита выбран горизонтальный тонкий плоский слой магнитной жидкости, ограниченный горизонтальными плоскопараллельными пластинами. Если этот слой магнитной жидкости сообщается с окружающей средой через отверстие в верхней пластине, то при внесении его параллельно плоскости кольцевого магнита в эту область магнитного поля наружный воздух проникнет в жидкость и заполнит область пониженного давления, сделав ее прозрачной и доступной для фотографирования. С учетом осесимметричности магнитного поля прозрачная область, занимаемая пузырьком, будет иметь форму круга.

В зависимости от расстояния до магнита диаметр пузыря будет разным, поскольку диаметр области пониженного давления зависит от этого расстояния.

Геометрия данной задачи и схема плоского слоя магнитной жидкости показана на рис. 1. Над горизонтально расположенным кольцевым магнитом расположен горизонтальный плоский слой магнитной жидкости ограниченного объема в щели между двумя прозрачными пластинами. В центре верхней пластины имеется отверстие диаметром 1 мм для сообщения слоя магнитной жидкости с атмосферой. Плоский слой магнитной жидкости вместе с ограничивающими пластинами может перемещаться в вертикальном направлении  $z$  относительно центра магнита.

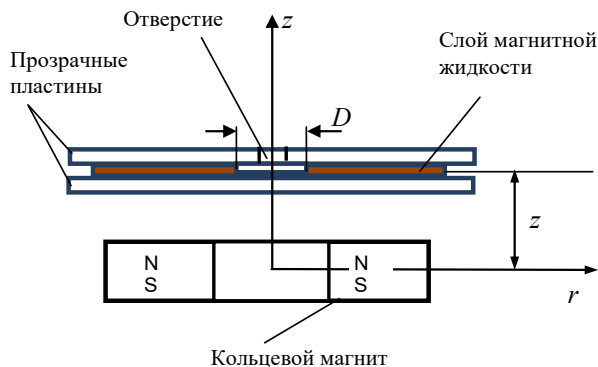


Рис. 1. Геометрия задачи

Щелевой канал выполнен из пластин из оргстекла. Высота щели и, соответственно, толщина слоя магнитной жидкости – 1 мм.

В экспериментах использовались магнитные жидкости на основе керосина МК-28 и МК-44, их свойства представлены в таблице.

Таблица 1

**Физические свойства образцов магнитной жидкости**

Тип жидкости	Намагниченность насыщения $M_s$ , кА/м	Плотность $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	Коэффициент поверхностного натяжения, $\sigma$ , Н/м
МК-28	23,7	1151	0,029
МК-44	34,2	1332	0,028

В качестве источника магнитного поля использовался кольцевой феррит-бариевый магнит с наружным и внутренним диаметрами соответственно 56 и 24 мм. Высота магнита – 12 мм.

Результаты исследования вертикального распределения напряженности магнитного поля над поверхностью кольцевого магнита вдоль оси его симметрии показаны на рис. 2. При измерениях напряженности поля измерялись три компоненты поля, а затем по ним – модуль напряженности поля. Начало отсчета координаты  $z$  – центр магнита.

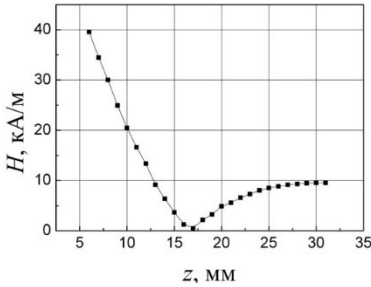


Рис. 2. Распределение магнитного поля кольцевого магнита

Рисунок свидетельствует, что при удалении вверх относительно торцевой поверхности горизонтально расположенного магнита напряженность магнитного поля сначала монотонно снижается, достигает в некоторой точке нулевого значения, а затем при дальнейшем перемещении вверх начинает монотонно расти.

Выполненные эксперименты показали, что в горизонтально расположенном тонком слое магнитной жидкости в щелевом канале на некоторой высоте относительно магнита образуется пузырь воздуха, проникающего в слой через верхнее отверстие в стенке щели.

Образование и трансформация пузыря воздуха в тонком слое иллюстрируется серией фотографий на рис. 3.

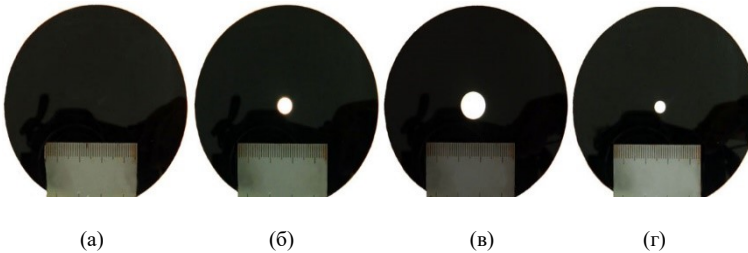
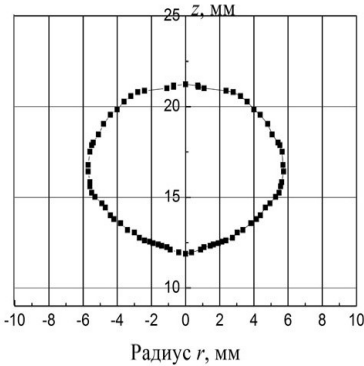


Рис. 3. Фотографии тонкого слоя магнитной жидкости в поле кольцевого магнита на различной высоте  $z$   
 (а)  $z = 11$  мм, (б)  $z = 13,2$  мм, (в)  $z = 17,5$  мм, (г)  $z = 20,8$  мм

При помещении щелевого канала с магнитной жидкостью непосредственно на торцевую поверхность магнита, а также на небольшой высоте слой магнитной жидкости в щели имеет форму сплошного диска (рис. 3а). При перемещении вверх на некоторой высоте относительно магнита в слое образуется пузырь воздуха, проникающий через верхнее отверстие (рис. 3б). Пузырь имеет форму круга и осевую симметрию.

При дальнейшем перемещении вверх слоя жидкости радиус пузыря увеличивается. На некоторой высоте он достигает максимума и затем



Влияние положения слоя ( $z$ ) магнитной жидкости на радиус пузыря  $r$

влияние направления перемещения слоя жидкости на условия образования пузыря, что связано с магнитным скачком давления.

*Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ и гранта Президента РФ (МК-1393.2019.8).*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Неустойчивость течения магнитной жидкости в процессе затопления ею воздушной полости / М.Л.Боев, В.М.Полунин, П.А.Ряполов, В.Г.Баштовой, А.Г.Рекс, Ю.Б.Казак, И.Арефьев, Т.Арефьева // Изв. Высш. учебн. заведений, Физика.–2014.–№ 10.–С.47-53.
2. Amortisseur à inertie contenant un ferrofluide: Pat. Fr 2 894 004, Int Cl<sup>8</sup> F 16 F 15/03 (2006.01), F 16 F 7/10 /Bashtovoi V., et al. ; опубли. 01.06.07 //Bulletin 07/22.

## ВНУТРЕННИЕ СТРУКТУРЫ И УПРУГИЕ СВОЙСТВА КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ СУСПЕНЗИЙ

**Зубарев А.Ю.<sup>1</sup>, Чириков Д.Н.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет имени первого  
Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Российская Федерация,  
620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19

<sup>2</sup> Институт физики металлов имени М.Н. Михеева  
Уральского отделения Российской академии наук,  
Екатеринбург, Российская Федерация  
620137, г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18  
E-mail: A.J.Zubarev@urfu.ru, D.N.Chirikov@urfu.ru

**Аннотация.** Магнитореологические суспензии представляют собой суспензии намагничивающихся неброуновских микронных частиц в жидкостеносителе. Магнитореологические суспензии активно используются в конструировании амортизаторов, приборостроении и во многих других технологиях. В работе, при помощи компьютерного моделирования, исследованы особенности агрегирования частиц и упругие свойства концентрированных магнитореологических суспензий во внешнем магнитном поле. Результаты демонстрируют немонотонную зависимость напряжения от сдвига с максимумом при значении сдвига равным 15%.

**Ключевые слова:** магнитореологические суспензии, компьютерное моделирование

## INTERNAL STRUCTURES AND ELASTIC PROPERTIES OF CONCENTRATED MAGNETORHEOLOGICAL SUSPENSIONS

**Zubarev A.Yu.<sup>1</sup>, Chirikov D.N.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> Ural Federal University named after the first President of Russia B.N. Yeltsin,  
Yekaterinburg, Russia

<sup>2</sup> M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch  
of the Russian Academy of Sciences, Yekaterinburg, Russia  
E-mail: A.J.Zubarev@urfu.ru, D.N.Chirikov@urfu.ru

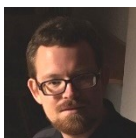
**Annotation.** Magnetorheological suspensions are fluids of micron-sized magnetizable non-Brownian particles in a carrier fluid. Magnetorheological suspensions are actively used in damper engineering, instrument making and in many other technologies. Aggregation of magnetizable particles and the elastic properties of a magnetorheological suspension under the action of applied magnetic field are studied by means of computer simulations. Our simulations demonstrate non-monotonic dependence of shear stress vs. shear deformation with a maximum at a shear deformation of about 15%.

**Key words:** magnetorheological suspensions, computer simulations.





ЗУБАРЕВ Андрей Юрьевич окончил физический факультет Уральского государственного университета имени А.М. Горького (УрГУ) в 1979 году. В 1986 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, а в 1993 – диссертацию доктора физико-математических наук по структурно-фазовым превращениям в коллоидных системах. В настоящее время является главным научным сотрудником лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей и суспензий поощрялась грантами президента РФ, РФФИ, Рособразования; грантами научных фондов Франции, Германии, Великобритании, Испании, научной программы НАТО. В качестве приглашенного профессора неоднократно работал в университетах г. Ницца (Франция), г. Дрезден (ФРГ), г. Гранада (Испания).



ЧИРИКОВ Дмитрий Николаевич окончил Озёрский технологический институт (филиал Московского инженерно-физического института) в 2008 году. В 2011 году окончил аспирантуру математико-механического факультета Уральского государственного университета имени А.М. Горького (УрГУ). В 2012 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности «Теоретическая физика». В настоящее время является младшим научным сотрудником лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей и магнитных мягких материалов поощрялась молодежными грантами УрФУ имени Б.Н. Ельцина, РФФИ и DAAD.

Сильная зависимость физических свойств магнитореологических суспензий (МРС) от приложенного магнитного поля объясняется объединением частиц в линейные цепочечные, объемные и другие анизотропные структуры, ориентированные вдоль поля. Когда эти структуры перекрывают камеру с МРС и образуют «мостики» между противоположными стенками камеры, реологическое состояние системы изменяется качественно – от жидкого к квазиупругому.

Теоретически описать объединение частиц в концентрированных МРС, без каких-либо априорно предложенных упрощений, невозможно. С другой стороны, именно системы с объемной концентрацией частиц в диапазоне 20–40% наиболее интересны с точки зрения их практического применения.

Цель этой работы – развитие компьютерной модели и исследование зависимости сдвигового упругого напряжения в плотных МРС как функции от стационарной сдвиговой деформации. Задача была решена с помощью программного пакета с открытым исходным кодом ES-

PResSo [1]. Развита компьютерная модель основана на численном решении системы обыкновенных дифференциальных уравнений движения частиц.

Рассмотрена система, состоящая из 2700 одинаковых намагничивающихся неброуновских сфер диаметром  $d_p$  каждая. Объемная концентрация частиц равна 30%. Частицы находятся в прямоугольном параллелепипеде. Стенки параллелепипеда вдоль оси  $z$  являются непроницаемыми для частиц. Вдоль осей  $x$  и  $y$  заданы периодические граничные условия (рис. 1). Этот параллелепипед имитирует измерительную ячейку реометра. В начале моделирования предполагается случайное пространственное распределение частиц. Поэтому, возможно, что в модели, случайно расположенные частицы проникают друг в друга, что приводит к огромной силе отталкивания между ними. В этом случае интегрирование уравнений движения не будет численно устойчивым.

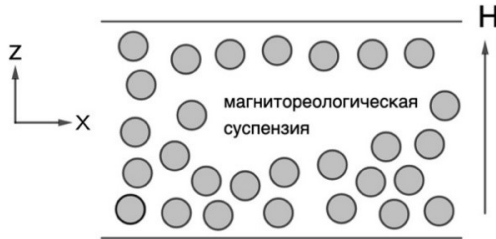


Рис. 1. Иллюстрация модельной системы

Чтобы устранить взаимное проникновение частиц, мы «разогреваем» систему [1]. Это означает введение вспомогательной отталкивающей силы  $\mathbf{F}_R^{i,j}$ , действующей на частицы, если расстояние между их центрами меньше диаметра. Безразмерная отталкивающая сила между  $i$ -ой и  $j$ -ой частицами является радиальной изотропной силой:

$$\mathbf{F}_R^{i,j} = \begin{cases} \frac{\mathbf{r}_{i,j}}{r_{i,j}}, & \text{если } r_{i,j} \leq d_p, \\ 0, & \text{если } r_{i,j} > d_p, \end{cases} \quad \mathbf{r}_{i,j} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{r}_i$  – радиус-вектор  $i$ -ой частицы;  $\mathbf{r}_{i,j}$  – радиус-вектор между центрами  $i$ -ой и  $j$ -ой частицами.

Система неперекрывающихся частиц показана на рис. 2а.

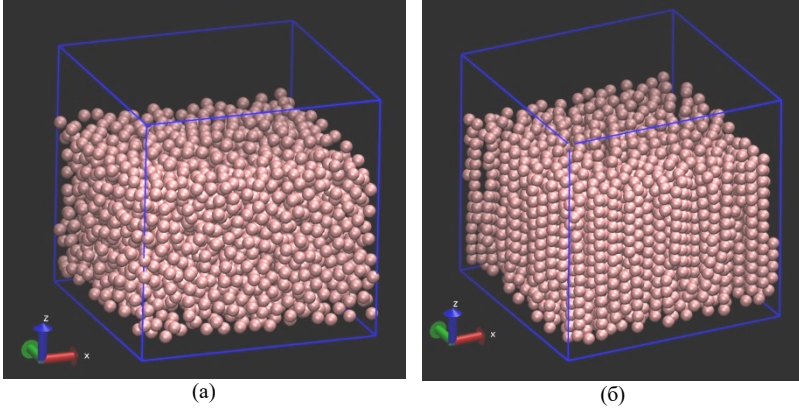


Рис. 2. Скриншоты системы, снятых с помощью VMD (Visual Molecular Dynamics [2]), подготовленной для компьютерного моделирования в параллелепипеде. Объемная концентрация частиц  $\varphi = 30\%$ . (а) – конфигурация частиц до интегрирования; (б) – после интегрирования.

При расчетах учитываются гидродинамические силы Стокса, действующие на частицы в жидкости-носителе, и игнорируется гидродинамическим взаимодействием между частицами. Последнее упрощение не может привести к каким-либо физическим ошибкам, так как мы исследуем только механически равновесные структуры. Для расчета диполь-дипольного взаимодействия используется метод Dipolar РЗМ (см. [3]), основанный на суммировании Эвальда. Поскольку периодические граничные условия наложены только на оси  $x$  и  $y$ , то необходимо использовать коррекцию дипольного слоя (см. [4]). Погрешности для методов Dipolar РЗМ и коррекции дипольного слоя брались  $5 \cdot 10^{-4}$  и  $10^{-4}$  соответственно.

Пренебрегая инерцией, уравнение движения для  $i$ -ой частицы можно записать как:

$$\mathbf{F}_h^i + \sum_{j=i} (\mathbf{F}_m^{i,j} + \mathbf{F}_{st}^{i,j}) = 0, \quad i, j = 1, \dots, N. \quad (2)$$

Здесь  $N$  – общее количество частиц в системе;  $\mathbf{F}_h^i$  – гидродинамическая сила, действующая на  $i$ -ую частицу;  $\mathbf{F}_m^{i,j}$  и  $\mathbf{F}_{st}^{i,j}$  – силы магнитного и стерического взаимодействия между  $i$ -ой и  $j$ -ой частицами, соответственно.

Игнорируя гидродинамическое взаимодействие, вязкую силу, действующую на  $i$ -ю частицу, можно рассчитать, используя формулу Стокса:

$$\mathbf{F}_h^i = -3\pi d_p \eta \frac{d\mathbf{r}_i}{dt}. \quad (3)$$

Здесь  $\eta$  – вязкость жидкости-носителя;  $t$  – время.

При подстановке соотношения (3) в уравнение (2) получается система обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \frac{1}{3\pi d_p \eta} \sum_{j \neq i} (\mathbf{F}_m^{ij} + \mathbf{F}_{st}^{ij}), \quad i, j = 1, \dots, N. \quad (4)$$

Эта система может быть решена численно.

Хорошо известно [5], что в МРС эффект взаимного подмагничивания частиц оказывает существенное влияние на сдвиговое напряжение. Поэтому, ради простоты мы проводили компьютерные эксперименты при бесконечно большом значении напряженности магнитного поля, когда намагниченность частиц равна намагниченности насыщения материала, из которого изготовлены эти частицы. Кроме того, сильные магнитные поля с практической точки зрения наиболее интересны.

В МРС неброуновские частицы могут быть «заморожены» в некоторых локальных энергетических минимумах. Одно из этих типичных «замороженных» состояний показано на рис. 2б. Стоит обратить внимание, что в наших компьютерных экспериментах мы наблюдаем не цепочки или отдельные объемные капли, а разветвленные лабиринтные структуры.

Нашей целью является исследование упругой реакции этой системы на сдвиговую деформацию в направлении, перпендикулярном приложенному магнитному полю. Предполагается сильная связь между частицами и стенками параллелепипеда, которая в реальности может возникать, например, из-за шероховатости стенок измерительной ячейки. Поэтому положения частиц, касающихся верхней и нижней стенок, фиксированы относительно этих стенок. Стоит отметить, что прочные связи между частицами и стенками измерительной ячейки очень часто специально создаются в экспериментах. Все остальные частицы свободны, и между ними действуют гидродинамические, магнитные и стерические силы.

В проводимом компьютерном эксперименте верхняя стенка параллелепипеда сдвигается вдоль оси  $x$  небольшими шагами, нижняя стенка остается неподвижной. Далее, производится численное интегрирование уравнений движения частиц (3) так, чтобы все частицы, которые не касаются верхней и нижней стенки параллелепипеда, пришли в новое механически равновесное состояние, соответствующее макроскопической деформации «образца». Данная процедура повторяется несколько раз.

Результаты на рис. 3 демонстрируют немонотонную зависимость напряжения  $\sigma$  от сдвига  $\gamma$  с максимумом при деформации сдвига около 15%. Причиной такого немонотонного поведения является разрушение внутренних структур при достаточно большом сдвиге, что приводит к уменьшению макроскопического напряжения.

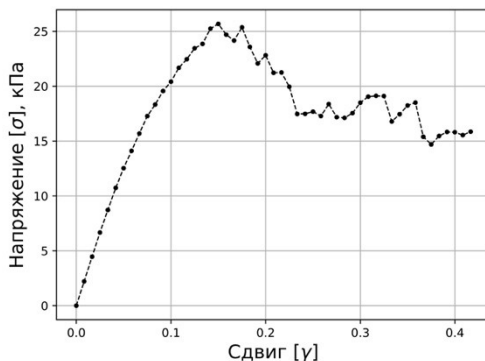


Рис. 3. Предельный случай очень сильного магнитного поля. Зависимость напряжения на верхней стенке параллелепипеда в МРС от сдвига  $\gamma$ . Объемная концентрация частиц  $\varphi = 30\%$

Стоит отметить, что качественная немонотонная зависимость напряжения от сдвига была теоретически описана в работе [6] на основе модели с системой дискретных эллипсоидальных агрегатов. Тем не менее, никто еще не выполнял компьютерные расчеты со структурами в форме лабиринта, которые оказываются более характерными для концентрированных систем. Максимальное значение напряжения связано со статическим пределом текучести, равным пороговому приложенному напряжению, соответствующему переходу от режима упругости к режиму течения в МРС.

*Работа была выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 18-08-00178, 19-52-45001, 20-02-00022.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <http://espressomd.org/wordpress/>
2. <https://www.ks.uiuc.edu/research/vmd/>
3. Juan J. Cerda, V. Ballenegger, O. Lenz, and Ch. Holm // Journal of Chemical Physics, 129, 234104, (2008).
4. A. Brodka // Chemical Physics Letters, 400, (1-3), 62-67 (2004).
5. D. Chirikov, L. Iskakova, A. Zubarev, A. Radionov // Physica A 406, 298-306, (2014).
6. G. Bossis, E. Lemaire and O. Volkova // J. Rheol. 41(3), 687-704 (1997).

## ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ И АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СУСПЕНЗИЯХ ГЕТИТОВЫХ ЧАСТИЦ

**Петров Д.А.**

ФГБОУ ВО «Пермский государственный национальный  
исследовательский университет»,  
614990, Пермь, ул. Букирева, 15,  
E-mail: petrovda@bk.ru

**Аннотация.** Построена континуальная теория магнитоориентационных переходов в суспензиях гетитовых частиц на основе нематического жидкого кристалла. Рассмотрены намагниченные и так называемые компенсированные суспензии, которые соответственно представляют собой жидкокристаллические аналоги ферромагнетиков и антиферромагнетиков. Проведено качественное и количественное сравнения экспериментальных данных и результатов численных расчетов, которые показали очень хорошее согласие.

**Ключевые слова:** жидкий кристалл, ориентационные переходы, частицы гетита.

## ORIENTATIONAL TRANSITIONS IN FERROMAGNETIC AND ANTIFERROMAGNETIC LIQUID CRYSTAL SUSPENSIONS OF GOETHITE PARTICLES

**Petrov D.A.**

Perm State University,  
Perm, 15 Bukirev Str.,  
E-mail: petrovda@bk.ru

**Annotation.** A continuum theory of magneto-orientation transitions in suspensions of goethite particles based on a nematic liquid crystal is constructed. Magnetized and so-called compensated suspensions are considered, which, respectively, are liquid crystal analogues of ferromagnets and antiferromagnets. A qualitative and quantitative comparison of the experimental data and the results of numerical calculations was carried out, which showed very good agreement.

**Key words:** liquid crystal, orientational transitions, goethite particles.



ПЕТРОВ Данил Александрович окончил Пермский государственный университет в 2010 году. В 2013 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: «Ориентационные и магнитооптические явления в ферронематиках». Имеет более 80 научных публикаций, в т.ч. 20 статей в журналах, входящих в базу научного цитирования Web of Science. Работает доцентом кафедры физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета. Области научных интересов: физика жидких кристаллов и суспензий на их основе.

Работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию магнитно-индуцированных ориентационных переходов в суспензиях наностержней гетита в нематическом жидком кристалле (НЖК) – ферронематиках (ФН). Отличительная особенность частиц гетита является то, что они обладают собственным магнитным моментом вдоль длинной оси частицы, который уже в слабых полях стремится ориентировать частицу вдоль поля. Наряду с этим, частица имеет также отрицательную анизотропию магнитной восприимчивости, т.е. магнитное поле «наводит» в частице индуцированный магнитный момент, который в достаточно сильных полях стремится повернуть частицу перпендикулярно полю.

Исследовались два образца, отличающихся магнитными свойствами. Первый – компенсированный ФН обладал нулевой начальной намагниченностью и был получен после охлаждения образца из изотропной в упорядоченную фазу в отсутствие магнитного поля. У такой суспензии существуют две равные объемные доли примесных частиц с магнитными моментами ориентированными параллельно и антипараллельно директору ЖК в отсутствие поля (ЖК аналог антиферромагнетика). Второй – намагниченный ФН был приготовлен в присутствии магнитного поля и поэтому обладал ненулевой намагниченностью в упорядоченной фазе (ЖК аналог ферромагнетика).

Рассматривалась плоский конденсатор, заполненный ФН на основе ЖК 6СВНТ. Толщина образца составляла  $D = 50 \mu\text{м}$ , а площадь каждого электрода приблизительно равнялась  $0.5 \text{ см} \times 0.5 \text{ см}$ . Измерения проводились при постоянной температуре  $28^\circ \text{C}$ . Индуцированные магнитным полем искажения ориентационной структуры ФН исследовались с помощью измерения электрической емкости конденсатора  $C$ . Схематическое изображение исследуемого образца представлено на рис. 1.

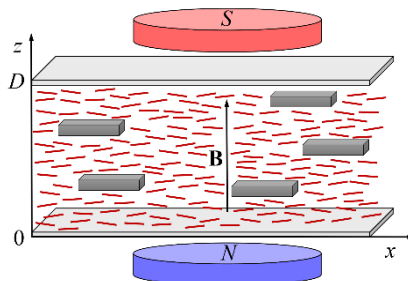


Рис. 1. Схематическое представление ячейки ФН в магнитном поле

Для теоретического описания магнитоориентационного отклика использовалась континуальная теория, которая основывается на функционале свободной энергии [1, 2] с дополнительным специфическим вкладом, учитывающим энергию частиц гетита в магнитном поле [3]. В случае компенсированного ФН свободная энергия имеет вид

$$F = \iiint (F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5 + F_6) dV, \\ F_1 = \frac{1}{2} [K_{11}(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_{33}(\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2], \quad F_2 = -\frac{\chi_a}{2\mu_0}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{B})^2, \\ F_3 = -\frac{\mu}{\nu}(\phi_+ - \phi_-)(\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}), \quad F_4 = -\frac{\chi_p}{2\mu_0}(\phi_+ + \phi_-)(\mathbf{m} \cdot \mathbf{B})^2, \\ F_5 = -\frac{WS}{\nu}(\phi_+ + \phi_-)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2, \quad F_6 = \frac{k_B T}{\nu}(\phi_+ \ln \phi_+ + \phi_- \ln \phi_-). \quad (1)$$

Здесь  $K_{11}$ ,  $K_{22}$  и  $K_{33}$  – модули ориентационной упругости Франка;  $\mathbf{n}$  – директор жидкого кристалла;  $\phi_+$  и  $\phi_-$  – объемные доли частиц с магнитными моментами  $\boldsymbol{\mu}_+ = \mu \mathbf{m}$  и  $\boldsymbol{\mu}_- = -\mu \mathbf{m}$ , соответственно направленными параллельно и антипараллельно локальному директору  $\mathbf{n}$  в отсутствие магнитного поля;  $\mathbf{m}$  – единичный вектор намагниченности;  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума;  $\chi_a > 0$  и  $\chi_p < 0$  – анизотропии диамагнитной восприимчивости ЖК и частиц гетита соответственно;  $W$  – плотность энергии сцепления магнитных частиц с ЖК-матрицей (будем считать  $W > 0$ , в этом случае в отсутствие магнитного поля свободная энергия минимальна при  $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m}$ , что соответствует планарному сцеплению директора и магнитных частиц);  $d$  – поперечный диаметр частицы;  $\nu$  – объем частицы;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура. Средняя объемная доля примеси  $\bar{\phi} = N\nu/V \ll 1$  ( $N$  – число гетитовых частиц в суспензии,  $V$  – объем ФН) считается малой, что позволяет пренебречь межчастичными магнитными диполь-дипольными взаимодействиями в суспензии.

Для намагниченного ФН в отсутствие магнитного поля все магнитные моменты частиц ориентированы в одном направлении  $\boldsymbol{\mu} = \mu \mathbf{m}$ . В этом случае свободная энергия (1) должна быть переписана с учетом  $f_- = 0$  и  $f = f_+$ .

Для удобства в задаче использовались безразмерные параметры и величины [3]: координата  $\zeta = z/D$ , индукция магнитного поля



$b = BD\sqrt{\chi_a/(\mu_0 K_{11})}$ , приведенные объемные доли частиц  $g_{\pm} = \phi_{\pm}/\bar{\phi}$ , параметр анизотропии ориентационной упругости  $k = K_{33}/K_{11}$  и

$$\eta = \frac{\mu\bar{\phi}D}{\nu} \sqrt{\frac{\mu_0}{K_{11}\chi_a}}, \quad \xi = \frac{\bar{\phi}\chi_p}{\chi_a}, \quad \kappa = \frac{k_B T \bar{\phi} D^2}{K_{11}\nu}, \quad \sigma = \frac{WS\bar{\phi}D^2}{\nu K_{11}}. \quad (2)$$

В магнитном поле с индукцией  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$  деформацию директора ЖК и намагниченности можно представить в виде

$$\mathbf{n} = (\cos \alpha, 0, \sin \alpha), \quad \mathbf{m} = (\cos \beta, 0, \sin \beta), \quad (3)$$

где углы  $\alpha$  и  $\beta$  являются отклонениями локальных векторов  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{m}$  от направления начальной ориентации, т.е. оси  $x$  (см. рис. 1). С учетом (2) и (3) свободная энергия ФН в расчете на единицу площади может быть представлена в безразмерном виде. Следуя работе [1] уравнения ориентационного и магнитного равновесия могут быть получены путем минимизации свободной энергии (1) по  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $g_{\pm}$

$$\int_0^{\alpha_m} R^{1/2}(\alpha, \beta) d\alpha = \frac{1}{2},$$

$$\frac{1}{2} \xi b^2 \sin 2\beta + \eta b \operatorname{th} \left( \frac{\eta b}{\kappa} \sin \beta \right) \cos \beta + \sigma \sin 2(\alpha - \beta) = 0,$$

$$g_{\pm} = Q \exp \left\{ \pm \frac{\eta b}{\kappa} \sin \beta + \frac{\xi b^2}{2\kappa} \sin^2 \beta + \frac{\sigma}{\kappa} \cos^2(\alpha - \beta) \right\}. \quad (4)$$

Здесь нормировочная постоянная  $Q$  определяется из условия постоянного числа частиц в суспензии

$$Q^{-1} = 4 \int_0^{\alpha_m} \operatorname{ch} \left( \frac{\eta b}{\kappa} \sin \beta \right) \exp \left\{ \frac{\xi b^2}{2\kappa} \sin^2 \beta + \frac{\sigma}{\kappa} \cos^2(\alpha - \beta) \right\} R^{1/2}(\alpha, \beta) d\alpha,$$

и введено обозначение

$$R(\alpha, \beta) = \frac{\cos^2 \alpha + k \sin^2 \alpha}{b^2 (\cos^2 \alpha - \cos^2 \alpha_m) + 2\kappa (g_{m+} + g_{m-} - g_{+} - g_{-})}. \quad (5)$$

Величины  $g_{m\pm}$  и  $\alpha_m$  – приведенные объемные доли частиц и угол ориентации директора в середине слоя соответственно.

Электрическая емкость ячейки, заполненной ФН, определялась с помощью выражения [4]

$$C - C_0 = C \left[ \frac{1}{2} \left( \int_0^{\alpha_m} \frac{R^{1/2}(\alpha, \beta)}{\varepsilon_{\perp} + \varepsilon_a \sin^2 \alpha} d\alpha \right)^{-1} - \varepsilon_{\perp} \right]. \quad (6)$$

Здесь  $\varepsilon_a$  – анизотропия диэлектрической проницаемости ЖК,  $\varepsilon_{\perp}$  – диэлектрическая постоянная, измеренная перпендикулярно оптической оси (директору ЖК),  $C$  – электрическая емкость пустой ячейки.

На рис. 2 представлены результаты сопоставления экспериментальных данных и результатов расчетов зависимости приведенной емкости  $(C - C_0)/(C - C_{max})$  от величины индукции магнитного поля  $B$ , где  $C_0$  и  $C_{max}$  – соответственно емкости, измеренные при  $B = 0$  и максимальном значении  $B$ .

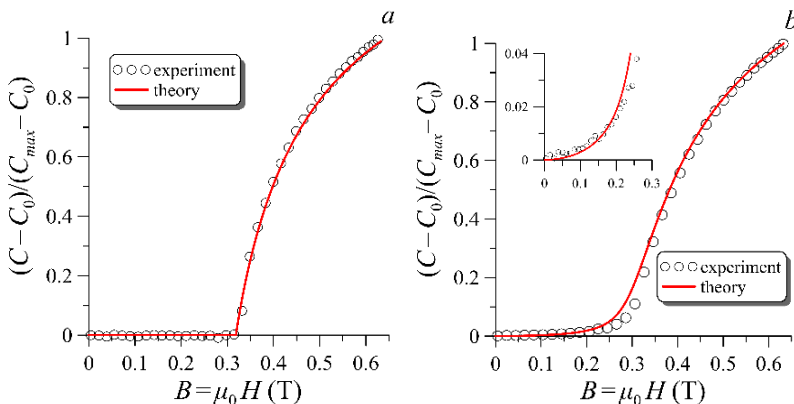


Рис. 2. Зависимости емкости ячейки от магнитного поля  $B$  для компенсированного (а) и намагниченного (б) ФН. Сплошная линия представляет результаты численных расчетов для  $\eta = 0.408$ ,  $\kappa = 1.85$ ,  $\xi = -0.151$ ,  $\sigma = 2.45$ ,  $k = 1.1$ ; кружки – экспериментальные данные

Из рис. 2 видно, что результаты теоретических расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Также из рис. 2 видно, что для компенсированной суспензии искажения ориентационной структуры возникают лишь при достижении магнитного поля некоторого порогового значения, а для намагниченной суспензии переход в неоднородное состояние является беспороговым.

Сравнительный анализа результатов расчетов и экспериментальных данных позволил оценить материальные параметры исследуемой ферронематической системы с наночастицами гетита. Установлено, что

для суспензии с объемной долей примеси  $\bar{\phi} = 10^{-4}$ , средней длиной 350 нм, шириной 25 нм, толщина 10 нм и магнитным моментом  $\mu = 10^3 \mu_B$  ( $\mu_B$  – магнетон Бора) частиц, плотность энергии сцепления молекул ЖК с поверхностью частиц составляет  $W = 4.5 \cdot 10^{-4}$  Дж/м<sup>2</sup>.

*Автор выражает благодарность профессору П. Копчанскому за предоставленные экспериментальные данные и профессору Ф. Агрести за предоставленные образцы ФН.*

*Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, проект 19-02-00231.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zakhlevnykh A.N., Petrov D.A. Magnetic field induced orientational transitions in soft compensated ferronematics // Phase Trans. 2014. Vol. 87. P. 1–18.
2. Burylov S.V., Raikher Y.L. Macroscopic Properties of Ferronematics Caused by Orientational Interactions on the Particle Surfaces. I. Extended Continuum Model // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1995. Vol. 258. P. 107–122.
3. Корчанский Р., et al. The influence of goethite nanorods on structural transitions in liquid crystal 6CHBT // J. Magn. and Magn. Mater. 2018. Vol. 459. P. 26–32.
4. Zakhlevnykh A.N., Petrov D.A. Weak coupling effects and re-entrant transitions in ferronematic // J. Mol. Liq. 2014. Vol. 198. P. 223–233.

## ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В БИНАРНОЙ СМЕСИ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА И ФЕРРОМАГНИТНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

**Петров Д.А.<sup>1</sup>, Скоков П.К.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Пермский государственный национальный исследовательский университет  
614990г. Пермь, ул. Букирева, 15

E-mail: petrovda@bk.ru

<sup>2</sup>Институт механики сплошных сред Уральского отделения  
Российской академии наук

614013, Пермь, ул. Академика Королёва, 1

**Аннотация:** В рамках континуальной теории исследованы индуцированные внешним магнитным полем ориентационные переходы в бинарной смеси нематического жидкого кристалла и углеродных нанотрубок. Предполагалось, что нанотрубки допированы ферромагнитными частицами, в результате чего они обладают сильным магнитоориентационным откликом по сравнению с простыми углеродными нанотрубками. Построены диаграммы ориентационных фаз системы в терминах напряженности магнитного поля и энергии сцепления молекул жидкого кристалла с нанотрубками.

**Ключевые слова:** жидкий кристалл, ферромагнитные углеродные нанотрубки, ориентационные переходы.

## ORIENTATION TRANSITIONS IN A BINARY MIXTURE OF A LIQUID CRYSTAL AND FERROMAGNETIC CARBON NANOTUBES

**Petrov D.A.<sup>1</sup>, Skokov P.K.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

E-mail: petrovda@bk.ru

<sup>2</sup>Institute of Continuous Media Mechanics of the Ural Branch of Russian Academy  
of Science, Academician Korolev Street, 1, 614013, Perm

**Annotation.** In the framework of the continuum theory the orientational transitions induced by an external magnetic field in a binary mixture of a nematic liquid crystal and carbon nanotubes are investigated. It is assumed that the nanotubes are doped with ferromagnetic particles, as a result of which they have a strong magneto-orientation response compared to simple carbon nanotubes. Diagrams of the orientational phases of the suspension are plotted in terms of the magnetic field strength and coupling energy between liquid crystal molecules and nanotubes.

**Key words:** liquid crystals, ferromagnetic carbon nanotubes, orientational transitions.



ПЕТРОВ Данил Александрович окончил Пермский государственный университет в 2010 году. В 2013 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: «Ориентационные и магнитооптические явления в ферронематиках». Имеет более 80 научных публикаций, в т.ч. 20 статей в журналах, входящих в базу научного цитирования Web of Science. Работает доцентом кафедры физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета. Области научных интересов: физика жидких кристаллов и суспензий на их основе.



СКОКОВ Павел Константинович окончил магистратуру ПГНИУ по направлению «Прикладные математика и физика» в 2019 году. Имеет 11 научных публикаций, в том числе 4 статьи, 2 из которых в иностранных журналах. В настоящее время является аспирантом ПФИЦ УрО РАН. Научно-исследовательская работа в области физики жидких кристаллов поощрялась грандами РФФИ

В последние годы большой интерес для исследования вызывают смеси углеродных нанотрубок (УНТ) на основе жидких кристаллов (ЖК) [1]. Внедренные в ЖК-матрицу УНТ способны спонтанно упорядочиваться, тем самым, приводя к значительному изменению магнитных и электрооптических свойств полученного нанокompозита. Этот подход позволяет получать ЖК-матрицы с заданными физическими свойствами без химического синтеза новых веществ. Для усиления ориентационного отклика нанотрубки на приложенное магнитное поле внутрь ее инкапсулируют феррочастицы [2], такие УНТ называют ферромагнитными (ФМ УНТ) [3]. В отсутствие магнитного поля смеси ЖК и ФМ УНТ могут быть намагниченными (ЖК аналог ферромагнетика) и компенсированными (ЖК аналог антиферромагнетика). В первом случае магнитные моменты всех ФМ УНТ преимущественно ориентированы в одном направлении, а во втором случае есть две равные магнитные подсистемы с противоположно направленными магнитными моментами. Последний вид ЖК-композитов, известный как компенсированные суспензии, ранее теоретически не изучался, именно им посвящена настоящая работа.

Рассмотрим плоскопараллельную ячейку толщиной  $L$ , заполненную ЖК суспензией ФМ УНТ. Начало координат поместим в середину слоя. Ось  $x$  направим параллельно границам, а ось  $z$  – ортогонально им. Для описания ориентации молекул ЖК и УНТ мы будем соответственно использовать единичные векторы – директоры  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{m}$ . Предположим, что сцепление директора  $\mathbf{n}$  на границах слоя фиксировано и совпадает с направлением оси легкого ориентирования  $\mathbf{n}_0 = (1, 0, 0)$ , а сцепление директоров ЖК и УНТ будем полагать мягким и планарным, так что в отсутствие поля  $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m} \parallel \mathbf{n}_0$  [4]. Включение магнитного поля  $\mathbf{H} = (0, 0, H)$

приводит к появлению искажений ориентационной структуры нанокompозита, которые отвечают минимуму свободной энергии [3]

$$F = \int [F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5 + F_6] dV, \quad (1)$$

$$F_1 = \frac{1}{2} [K_{11}(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_{33}(\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2], \quad F_2 = -\frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2,$$

$$F_3 = -\frac{1}{2} \chi_a^p (f_+ + f_-)(\mathbf{m} \cdot \mathbf{H})^2, \quad F_4 = -M_s (f_+ - f_-)(\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}),$$

$$F_5 = -\frac{W_p}{d} (f_+ + f_-)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2, \quad F_6 = \frac{k_B T}{v} (f_+ \ln f_+ + f_- \ln f_-).$$

Здесь  $K_{ii}$  – константы Франка ( $i=1,2,3$ );  $\chi_a > 0$  и  $\chi_a^p > 0$  – анизотропия диамагнитной восприимчивости ЖК-матрицы и УНТ соответственно;  $M_s$  – намагниченность насыщения ферромагнитного материала УНТ,  $f_{\pm}$  – объемные доли ФМ УНТ с магнитными моментами, направленными в отсутствие магнитного поля параллельно (+) и антипараллельно (–) директору ЖК  $\mathbf{n}$ ;  $W_p$  – поверхностная плотность энергии сцепления молекул ЖК с УНТ;  $d$  – поперечный диаметр УНТ;  $v$  – объем УНТ;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура.

Для рассматриваемой геометрии директоры ЖК и УНТ можно представить в следующем виде

$$\mathbf{n} = [\cos \varphi(z), 0, \sin \varphi(z)], \quad \mathbf{m} = [\cos \psi(z), 0, \sin \psi(z)]. \quad (2)$$

Здесь  $\varphi(z)$  и  $\psi(z)$  – соответственно углы отклонения директоров  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{m}$  от оси легкого ориентирования  $\mathbf{n}_0$ .

По аналогии с [3] определим следующие безразмерные величины и параметры

$$\begin{aligned} \tilde{z} &= \frac{z}{L}, \quad \sigma = \frac{W_p \bar{f} L^2}{K_{11} d}, \quad \kappa = \frac{k_B T \bar{f} L^2}{K_{11} v}, \quad \gamma = \frac{\chi_a^p}{\chi_a} \bar{f}, \\ h &= HL \sqrt{\frac{\chi_a}{K_{11}}}, \quad b = \frac{M_s \bar{f} L}{\sqrt{K_{11} \chi_a}}, \quad g_{\pm} = \frac{f_{\pm}}{f}, \quad k = \frac{K_{33}}{K_{11}}. \end{aligned} \quad (3)$$

За их физическим смыслом и численной оценкой просим обратиться читателя к работе [3], где рассмотрены намагниченные суспензии. Нас же в дальнейшем будут интересовать только величины  $h$  – безразмерная напряженность внешнего магнитного поля и  $\sigma$  – безразмерная энергия сцепления между подсистемами.

Минимизируя функционал (1) относительно  $\varphi(\tilde{z})$ ,  $\psi(\tilde{z})$  и  $g_{\pm}(\tilde{z})$ , получим систему уравнений ориентационного равновесия суспензии

$$\begin{aligned}
 K(\varphi) \frac{d^2 \varphi}{d\tilde{z}^2} + \frac{1}{2} \frac{dK(\varphi)}{d\varphi} \left( \frac{d\varphi}{d\tilde{z}} \right)^2 + \frac{h^2}{2} \sin 2\varphi - \sigma (g_+ + g_-) \sin 2(\varphi - \psi) &= 0, \\
 \frac{1}{2} \gamma h^2 \sin 2\psi + \tanh \left( \frac{bh}{\kappa} \sin \psi \right) bh \cos \psi + \sigma \sin 2(\varphi - \psi) &= 0, \\
 g_{\pm} = Q \cdot \exp \left\{ \frac{\gamma h^2 \sin^2 \psi}{2\kappa} \pm \frac{bh \sin \psi}{\kappa} + \frac{\sigma \cos(\varphi - \psi)}{\kappa} \right\}. & \quad (4)
 \end{aligned}$$

Здесь введены следующие обозначения

$$K(\varphi) = \cos^2 \varphi + k \sin^2 \varphi,$$

$$Q^{-1} = 2 \int_{-1/2}^{1/2} \exp \left\{ \frac{\gamma h^2 \sin^2 \psi}{2\kappa} + \frac{\sigma \cos(\varphi - \psi)}{\kappa} \right\} \coth \left( \frac{bh \sin \psi}{\kappa} \right) d\tilde{z}, \quad (5)$$

а граничные условия имеют вид

$$\varphi(0) = \varphi_m, \quad \left. \frac{d\varphi}{d\tilde{z}} \right|_{\tilde{z}=0} = 0, \quad (6)$$

где  $\varphi_m$  – максимальный угол отклонения директора ЖК от оси легкого ориентирования, отвечающий середине слоя.

Система уравнений (4)(6) допускает несколько однородных решений. Первому из них отвечает изначальная планарная текстура суспензии  $\varphi(\tilde{z}) = \psi(\tilde{z}) = 0$  ( $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m}$ ). Данную фазу мы будем называть планарной (Р). Линеаризуя уравнения (4) вблизи указанного решения, найдем магнитное пороговое поле  $h_c$  выше которого суспензия переходит в угловую фазу

$$h_c = \left[ \left( \sigma + \frac{\sigma\kappa}{\gamma\kappa + b^2} + \frac{\pi^2}{2} \right) \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{8\pi^2\sigma\kappa(\gamma\kappa + b^2)}{[(\gamma\kappa + b^2)(2\sigma + \pi^2) + 2\sigma\kappa]^2}} \right) \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Угловая фаза (А) является неоднородной. В этой фазе угол между директором ЖК  $\mathbf{n}$  и директором УНТ  $\mathbf{m}$  отличен от нуля и  $\pi/2$ , а также зависит от координаты  $\tilde{z}$ . Второе однородное решение  $\varphi(\tilde{z})=0$ ,  $\psi(\tilde{z}) = \pi/2$  отвечает состоянию, в котором директор ЖК направлен вдоль оси легкого ориентирования  $\mathbf{n} \parallel \mathbf{n}_0$ , а директор УНТ  $\mathbf{m}$  ориентирован в направлении магнитного поля ( $\mathbf{n} \perp \mathbf{m} \parallel \mathbf{H}$ ), что отвечает гомеотропному сцеплению УНТ с ЖК-матрицей. Такую фазу будем называть гомеотропной (Н). Вблизи этого однородного решения си-

стема (4) может быть также линеаризована, откуда получим выражение для пороговых полей переходов угловая – гомеотропная фаза

$$h_r^2 - \frac{2\sigma\gamma h_r^2 + 2\sigma b h_r \tanh(bh_r / \kappa)}{2\sigma - \gamma h_r^2 - b h_r \tanh(bh_r / \kappa)} = \pi^2. \quad (8)$$

Уравнение (8) имеет два корня, где решение  $h_{r-}$  соответствует переходу из угловой в гомеотропную фазу, а  $h_{r+}$  – из гомеотропной в угловую ( $h_{r-} < h_{r+}$ ).

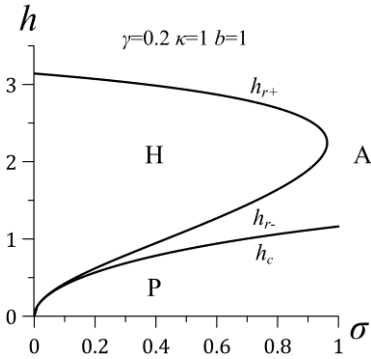


Рис. Фазовая диаграмма суспензии ФМ УНТ на основе ЖК (P – планарная фаза, H – гомеотропная фаза, A – угловая фаза)

На рисунке представлена диаграмма ориентационных фаз смеси ЖК и ФМ УНТ в терминах энергии сцепления между подсистемами и напряженности магнитного поля. Кривые, которые задаются уравнениями (7) и (8) определяют границы сосуществования фаз. Эта фазовая диаграмма качественно совпадает с той, что получена для суспензий простых УНТ [5]. Принципиальным же отличием намагниченных суспензий ФМ УНТ [3] и суспензий простых УНТ [5] от компенсированных суспензий ФМ УНТ является то, что для последних все поля переходов зависят от параметра сегрегации  $\kappa$ , что видно из (7) и (8).

*Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, проект 19-02-00231. П. К. Скоков выполнял работу в рамках государственного задания; номер гос. регистрации темы АААА-А19-119021490136-7.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yadav S.P., Singh S. Carbon Nanotube Dispersion in Nematic Liquid Crystals: An Overview // Progress in Materials Science. 2016. Vol. 80 P. 38–76.
2. Fujiwara M., Kawakami K., Tanimoto Y. Magnetic orientation of carbon nanotubes at temperatures of 231 and 314 K // Molecular Physics. 2002 Vol. 100, P. 1085-1088.
3. Захлевных А. Н., Петров Д. А., Скоков П. К. Влияние ферромагнитных углеродных нанотрубок на магнитные переходы в жидких кристаллах // ЖЭТФ. 2018. том 154. вып. 4 (10). С. 897–908.
4. Jeong H. S., Youn S. C., Kim Y. H., Jung H.-T. Orientation control of liquid crystals using carbon-nanotube–magnetic particle hybrid materials // Phys. Chem. Chem. Phys. 2013, 15, P. 9493–9497.
5. Petrov D. A., Skokov P. K., Zakhlevnykh A. N., Makarov D. V. Magnetic segregation effect in liquid crystals doped with carbon nanotubes // Beilstein Journal of Nanotechnology. 2019. Vol. 10. P. 1464–1474.



## МАГНИТНЫЕ СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ТВЕРДЫЕ ТЕЛА В ФЕРРОЖИДКОСТИ

**Иванов А.С., Хохрякова К.А., Пшеничников А.Ф.**

Институт механики сплошных сред, филиал ПФИЦ УрО РАН,  
г. Пермь, Российская Федерация  
614013, г. Пермь, ул. Академика Королёва, 1  
E-mail: lesnichiy@icmm.ru

**Аннотация.** Показаны основные преимущества энергетического подхода к решению задач о нахождении магнитных сил, действующих на твердые тела, погруженные в намагниченную феррожидкость (ФЖ). Описываются характерные недостатки стандартного подхода к вычислению магнитных сил с использованием уравнения Бернулли для ФЖ и уравнения для скачка магнитного давления на поверхности раздела сред. Способ определения магнитной энергии обосновывается постановкой задачи и верифицируется сопоставлением численных результатов, выполненных для ФЖ с нелинейным законом намагничивания, что ранее не проводилось ни экспериментально, ни численно ввиду повсеместного использования упрощающих предположений (приближение слабого и сильного магнитных полей, безындукционное приближение).

**Ключевые слова:** феррожидкость, плавание тел, магнитное поле, термодинамический потенциал

## MAGNETIC FORCES ACTING ON SOLIDS IN FERROFLUID

**A.S. Ivanov, C.A. Khokhryakova, A.F. Pshenichnikov**

Institute of Continuous Media Mechanics,  
Perm, Russian Federation  
E-mail: lesnichiy@icmm.ru

**Annotation.** The main advantages of the energy approach to solving problems of finding magnetic forces acting on solids immersed in magnetized ferrofluid (VF) are shown. The characteristic shortcomings of the standard approach to the calculation of magnetic forces using the Bernoulli equation for the VF and the equation for the jump in magnetic pressure at the interface are described. The method for determining magnetic energy is justified by the statement of the problem and verified by comparing the numerical results obtained for the VF with the nonlinear law of magnetization, which was not previously carried out either experimentally or numerically due to the widespread use of simplifying assumptions (approximation of weak and strong magnetic fields, non-induction approximation).

**Keywords:** ferrofluid, floating of bodies, magnetic field, thermodynamic potential



ИВАНОВ Алексей Сергеевич, выпускник физического факультета ПГНИУ по специальности «Радиофизика» (2006), к.ф.-м.н. (2011), доцент (2018). Работы посвящены экспериментальным исследованиям магнитофореза, диффузии и агрегирования коллоидных частиц в магнитных жидкостях. Работает в лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН с 2005 г по настоящее время.



ХОХРЯКОВА (Бушуева) Кристина Андреевна окончила Пермский государственный педагогический университет в 2007 году. В 2015 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Имеет 43 публикации, в том числе 5 статей в зарубежных журналах.



ПШЕНИЧНИКОВ Александр Фёдорович, д.ф.-м.н., профессор, Заслуженный деятель науки Российской Федерации. Автор более 50 научных работ. В настоящее время является ведущим научным сотрудником лаборатории «Динамики дисперсных систем», которую возглавлял более 25 лет.

**Введение.** Плавание твердых тел в магнитных коллоидах – феррожидкостях (ФЖ) – изучается со второй половины 1960-х годов. Первые работы в этой области [1–3] были посвящены уникальному явлению левитации постоянного магнита, погруженного в контейнер с ФЖ. Плавание магнита плотностью  $\rho_{sb}$  в ФЖ с меньшей плотностью  $\rho_{ff} \ll \rho_{sb}$  происходит благодаря отталкиванию магнитных полюсов магнита от стенок контейнера, являющихся границей раздела магнитной и немагнитной сред. В работах [2, 3] был сформулирован подход к описанию сил, действующих на погруженные в ФЖ тела, который используется без существенных изменений по настоящее время, а именно: сила вычисляется как интеграл по поверхности тела от давления, определяемого в соответствии с уравнением Бернулли для ФЖ [1, 4]. Если в точке  $(r, \varphi, z)$  напряженность магнитного поля равна  $H$ , то давление в этой точке

$$p = p_0 - \rho_{ff} \vec{g}(z - z_0) + \mu_0 \int_0^H M(H_i) dH_i, \quad (1)$$

где  $p_0 = p(r_0, \varphi_0, z_0)$  – постоянное давление в некоторой контрольной точке (например, атмосферное давление на плоскую горизонтальную поверхность ФЖ),  $\vec{g} = (0, 0, -g)$  – вектор ускорения свободного падения,  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная, индекс  $i$  обозначает переменную интегрирования,  $M(H)$  – нелинейная зависимость намагниченности коллоида  $M$  от напряженности магнитного поля  $H$ . Помимо давления (1) необходимо учесть специфический для ФЖ скачок магнитного давления на поверхности тела (границе раздела сред). Окон-

чательное выражение для силы, действующей на тело в намагниченной ФЖ, имеет вид [4]:

$$\vec{F} = m_{sb} \vec{g} - \oint_S p \vec{n} dS - \mu_0 \oint_S \left( \frac{M_n^2}{2} \right) \vec{n} dS = -(\rho_{sb} - \rho_{ff}) V_{sb} \vec{g} - \vec{F}_I - \vec{F}_{II}, \quad (2)$$

$$\vec{F}_I = \mu_0 \oint_S \left( \int_0^H M(H_i) dH_i \right) \vec{n} dS, \quad (3)$$

$$\vec{F}_{II} = \mu_0 \oint_S \left( \frac{M_n^2}{2} \right) \vec{n} dS, \quad (4)$$

где  $V_{sb}$  – объём тела,  $\vec{n}$  – вектор нормали к поверхности тела,  $M_n = \vec{M} \vec{n}$  – нормальная компонента намагниченности.

В приближении слабого и сильного магнитного поля эти уравнения неудовлетворительно описывают реальные лабораторные эксперименты. Работы [5, 6] предлагают аналитическое решение задачи, которое удовлетворительно согласуется с решением [7], полученным в безындукционном приближении только в том случае, если  $\chi < 0.25$ . Следует также подчеркнуть, что в случае *немагнитных* тел, погружённых в ФЖ, безындукционное приближение не только даёт количественно неточный результат, но и концептуально противоречит самой постановке задачи.

Вычисления, производимые по формулам (2–4), как правило, требуют преодоления ряда трудностей, связанных с определением полей  $\vec{B}$ ,  $\vec{H}$  непосредственно на границе раздела «твёрдое тело – ФЖ». Но возможен и альтернативный, энергетический подход к решению подобных задач, лишенный трудностей и недостатков. Во-первых, энергия тела вычисляется как интеграл по его объёму и поэтому точность вычисления энергии менее подвержена упомянутым ранее ошибкам, связанным с разрывом функций  $B$ ,  $H$  на поверхности тела. Во-вторых, вычисление электромагнитной энергии в программных пакетах реализовано в виде готовых функций, использование которых намного проще, чем формул (3, 4), так как последние зависят от формы тела.

В случае энергетического подхода сила, действующая на погруженное тело, вычисляется как градиент потенциальной магнитной энергии  $W$

$$\vec{F} = -\nabla W. \quad (5)$$

Результат вычислений (7) зависит от двух способа вычисления  $W$  [8]:

$$W_e = \int_V \left( \int_0^B H(B_i) dB_i \right) dV, \quad (6)$$

$$W_{coe} = \int_V \left( \int_0^H B(H_i) dH_i \right) dV, \quad (7)$$

где  $W_e$  – это энергия (energy) магнитного поля,  $W_{coe}$  – в отечественной литературе не получила самостоятельного названия, а в иностранной иногда упоминается как «соenergy». При этом внутренняя  $U_0$  и свободная  $F_0$  энергии тела, определенные посредством (6) или (7), имеют разный физический смысл. Так, изменение термодинамических потенциа-

лов с  $dW_e$  (6) определяет работу, совершенную магнитным полем над системой при постоянных потенциалах магнитного поля, то есть когда поле в лабораторном эксперименте создаётся сверхпроводящими магнитами. В свою очередь изменение  $dU_0$  или  $dF_0$ , определенных через  $dW_{\text{coe}}$  (7), определяет работу, совершенную над системой при постоянных источниках магнитного поля, то есть когда поле в лабораторном эксперименте создаётся постоянными токами (соленоидами и электромагнитами, подключенными к источникам электрического тока). Второй вариант встречается в лабораторных исследованиях значительно чаще первого, поэтому многие авторы без пояснений предлагают (5) в виде

$$\vec{F} = -\nabla W_{\text{coe}}. \quad (8)$$

Цель предлагаемого исследования – ответить на вопрос о том, какой из двух термодинамических потенциалов – (6) или (7), и для какой области пространства  $V$  следует вычислять при энергетическом подходе к определению магнитных сил (2–4), реально измеряемых в лабораторном эксперименте. Для точного ответа на поставленные вопросы необходимо сравнить магнитные силы, вычисленные по формулам (2)–(4), с двумя значениями (5), полученными с помощью энергетического подхода (6) и (7). Для достоверности и самоконтроля результаты всех вычислений сравнивались с результатами лабораторного эксперимента.

**Практическая часть.** Геометрия и условия вычислительной задачи в

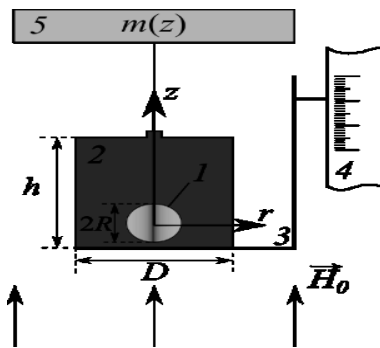


Рис. 1. Схема лабораторного эксперимента: 1 – оловянный шар радиуса  $R = 3.79$  мм на подвесе; 2 – стеклянная цилиндрическая кювета диаметром  $D = 26.7$  мм и высотой  $h = 13.65$  мм, заполненная феррожидкостью; 3 – подвижная вдоль оси  $z$  горизонтальная платформа; 4 – катетометр; 5 – аналитические весы

точности соответствовали параметрам лабораторной установки, изображенной на рис. 1: цилиндрическая кювета, заполненная магнитной жидкостью 2 с погруженным внутрь нее шариком, устанавливалась на плоскую горизонтальную платформу 3, подвижную в вертикальном направлении при помощи штанги, жестко закрепленной на колонне катетометра 4. Положение платформы с кюветой внутри соленоида плавно регулировалось по высоте. Таким образом, подвижная платформа обеспечивала вертикальное смещение кюветы с ФЖ относительно шарика, покоящегося на проволоочном подвесе. Вес

немагнитного шарика измерялся высокоточными аналитическими весами 5. Величина магнитной силы, действующей на шарик при его смещении относительно центра полости, определялась по рассчитанному значению разности его веса в данной точке в условиях действующего на него магнитного поля и в нулевом поле  $[m(z) - m_0(z)]g$ . В центре кюветы вес пробного тела не меняется при любом значении напряженности внешнего поля  $m(0)g = m_0(0)g$ , так как в этом случае верхняя и нижняя крышки (границы раздела сред) оказывают на шар воздействие одинаковое по модулю и противоположное по направлению.

Соответствующая эксперименту магнитостатическая задача решалась численно в осесимметричной постановке, в цилиндрических координатах. Расчётная область содержала сферическое тело в центре области, цилиндрическую кювету с МЖ и соленоид, питаемый источником постоянного тока. Размеры всех объектов ( $R$ ,  $D$ ,  $h$ ), а также размеры соленоида были взяты из эксперимента. В силу цилиндрической симметрии трехмерная (3D) задача допускала упрощение до двумерной (2D) постановки, что позволило её решить численно с использованием открытого вычислительного пакета FEMM, возможности которого ограничены плоскими и осесимметричными 2D задачами.

**Результаты.** Результаты вычислений, выполненных для значения внешнего поля  $H_0 = 20$  кА/м, представлены на рис. 2–3. На первом этапе расчётов (рис. 2) осуществлялась проверка формул прямого вычисления электромагнитных сил (3), (4). Результаты, приведенные на рис. 3, показывают хорошую точность формул (3) и (4), достаточную для описания экспериментальных измерений. Прекрасное совпадение расчётной и экспериментально измеренной сил подтверждает корректность расчёта магнитного поля, ведь в формулы (3), (4) непосредственно входят значения напряженности  $H$  и индукции  $B$ .

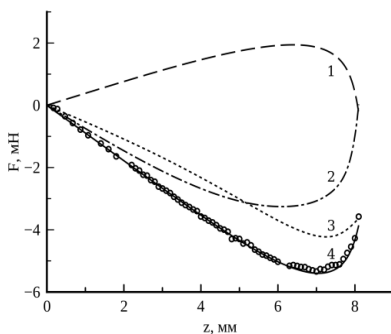


Рис. 2. Магнитная сила, действующая на оловянный шарик в ФЖ при  $H_0 = 20$  кА/м: точки – эксперимент, пунктирная линия – сила  $F_{II}$ , штрих-пунктирная линия – сила  $F_I$ , сплошная линия – равнодействующая сил  $F_{II}$  и  $F_I$

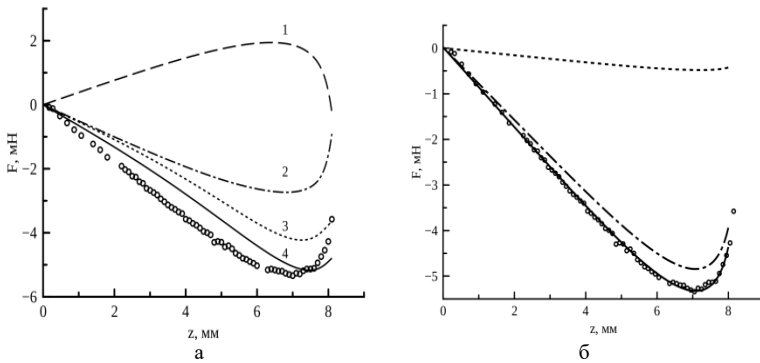


Рис. 3. Магнитные силы, вычисленные через градиент  $W_c$  (а) и  $W_{csc}$  (б) по формулам (5)–(7) для: 1 – оловянного шарика; 2 – объёма ФЖ; 3 – воздуха, окружающего кювету с ФЖ; 4 – равнодействующая сила. Точки – равнодействующая сила, вычисленная по (3), (4). Внешнее поле  $H_0 = 20$  кА/м

**Заключение.** Проведенные вычисления показали, что магнитная сила, действующая на тело, погруженное в ФЖ, определяется энергией (7) всей системы «твердое тело – ФЖ – окружающий воздух», а не только лишь одного твердого тела. Объяснение состоит в том, что перемещение твердого тела приводит к изменению магнитного поля не только в самом теле, но также и в ФЖ, и в окружающем воздушном пространстве, что в свою очередь оказывает (в силу третьего закона Ньютона) равное по величине и обратное по направлению действие на тело. Эта механическая сила имеет магнитную природу и является реально измеряемой величиной в лабораторном эксперименте.

*Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 20-31-70034.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Розенцвейг Р.Е. Феррогидродинамика, М.: Мир, 1989. 356 с.
2. Rosensweig R.E. Buoyancy and stable levitation of a magnetic body immersed in a magnetizable fluid // Nature. 1966. Vol. 210. P. 613-614.
3. Rosensweig R.E. Fluidmagnetic buoyancy // AIAA J. 1966. Vol. 4. P. 1751-1758.
4. Берковский Б.М., Медведев В.Ф., Краков М.С. Магнитные жидкости, М.: Химия, 1989. 240 с.
5. Цеберс А.О. Левитация постоянного цилиндрического магнита в ФЖ // Девятое Рижское совещание по магнитной гидродинамике, Саласпилс. 1978. С. 129-130.
6. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости, Рига: Зинатне, 1989. 386 с.
7. Вислович А.Н., Краков М.С. К расчету сил, действующих на магнит, взвешенный в магнитной жидкости // Одиннадцатое рижское совещание по магнитной гидродинамике. Рига. 1984, Т. 3, С. 187-190.
8. Landau L.D., Lifshitz E.M. Electrodynamics of continuous media, Pergamon Press. 1960. 417 P.

## НАЧАЛЬНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ, ПОДВЕРГШЕЙСЯ ЦЕНТРИФУГИРОВАНИЮ И МАГНИТНОЙ СЕПАРАЦИИ

**А.С. Иванов**

Институт механики сплошных сред, филиал ПФИЦ УрО РАН  
г. Пермь, Российская Федерация  
г. Пермь, ул. Академика Королёва, 1  
E-mail: lesnichiy@icmm.ru

**Аннотация.** Представлены результаты исследования динамической начальной восприимчивости магнитных жидкостей, подвергшихся значительному изменению исходного дисперсного состава за счёт последовательного центрифугирования и магнитной сепарации. Показано, что двойная механическая и магнитная сепарация позволяют создать образец, претерпевающий фазовый переход первого рода вида «газ-жидкость» в нулевом внешнем магнитном поле при температуре, близкой к комнатной. При этом температурная зависимость магнитной восприимчивости имеет ярко выраженный максимум, не зависящий от частоты. Такое поведение восприимчивости объясняется объединением частиц в капельные агрегаты.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, начальная магнитная восприимчивость, фазовый переход первого рода

## INITIAL MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF MAGNETIC FLUIDS AFTER MECHANICAL AND MAGNETIC SEPARATION

**A.S. Ivanov**

Institute of Continuous Media Mechanics,  
Perm, Russian Federation  
E-mail: lesnichiy@icmm.ru

**Annotation.** The results of a study of the dynamic initial susceptibility of magnetic fluids that have undergone a significant change in the initial disperse composition due to sequential centrifugation and magnetic separation are presented. It is shown that mechanical and magnetic separation makes it possible to create a sample that undergoes a first-order phase transition of the «gas-liquid» type in a zero external magnetic field at a temperature close to room temperature. In this case, the temperature dependence of the magnetic susceptibility has a maximum, independent of frequency. This susceptibility behavior is explained by the aggregation of particles into drop-like aggregates.

**Keywords:** magnetic fluid, initial magnetic susceptibility, first-order phase transition



ИВАНОВ Алексей Сергеевич, выпускник физического факультета ПГНИУ по специальности «Радиофизика» (2006), к.ф.-м.н. (2011), доцент (2018). Работы посвящены экспериментальным исследованиям магнитофореза, диффузии и агрегирования коллоидных частиц в магнитных жидкостях. Работает в лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН с 2005 г по настоящее время.

**Введение.** Магнитные жидкости – это устойчивые коллоидные дисперсии ферро- и ферримагнитных материалов в немагнитных жидкостях-носителях, изучающиеся со второй половины 1960-х годов [1]. Наиболее простыми в изготовлении и использовании в лабораторных исследованиях являются жидкости вида «магнетит – олеиновая кислота – керосин», поэтому в этом исследовании по умолчанию речь идёт именно о таких жидкостях. В качестве дисперсной фазы в магнитных жидкостях выступают квазисферические кристаллические тела со средним диаметром порядка 10 нм и магнитным моментом порядка  $10^{-19}$  Ам<sup>2</sup>. Постоянный по модулю магнитный момент каждой коллоидной частицы обуславливает специфическое диполь-дипольное межчастичное взаимодействие, проявляющееся в ансамбле частиц как эффективное притяжение. Также между коллоидными частицами действует притяжение, возникающее в результате действия Ван-дер-Ваальсовых сил, имеющих квантовую электромагнитную природу [2]. Одновременное воздействие этих двух сил приводит к процессам объединения одиночных коллоидных частиц в группы (агрегаты, кластеры, ассоциаты). Процессу объединения частиц всегда противодействует тепловое (броуновское) движение коллоидных частиц и молекул жидкости-носителя, а также стерическое отталкивание защитных оболочек, которыми покрыты частицы.

Важной особенностью магнитных коллоидов является полидисперсность частиц, характеризующаяся некоторой функцией  $f(x)$  плотности вероятности распределения частиц по размерам. На сегодняшний день функция  $f(x)$  является в некотором смысле известной [3]: так, согласно общим данным по коллоидным системам,  $f(x)$  удовлетворительно описывается логнормальным распределением, которое, тем не менее, неудачно описывает наличие крупнодисперсной фракции (завышает показатели для реальной функции  $f(x)$ ), поэтому применительно к магнитным жидкостям в качестве  $f(x)$  чаще всего используют Г-распределение. Следует особо отметить, что указанное распределение удовлетворительно описывает только «исходные» образцы магнитных жидкостей, которые получены «естественным» образом в ходе химического осаждения магнетита избытком щёлочи из раствора солей железа. По всей видимости, вид функции  $f(x)$  синтезируемого коллоида опреде-



ляется молекулярно-кинетическими процессами, зависящими от множества параметров (температура исходных компонентов и интенсивность их смешения, концентрации исходных веществ и т.п.). В свою очередь внешнее вмешательство в дисперсный состав жидкости должно качественно изменять функцию  $f(x)$ . Это можно описать как с помощью варьирования параметров исходной функции  $f(x)$ , так и более сложным способом – путём изменения закона функциональной зависимости. Теоретическое описание подобных систем на сегодняшний день находится на начальном этапе, поэтому в настоящей работе мы ограничимся лишь экспериментальными исследованиями подобных систем.

Исследование магнитных жидкостей возможно производить различными способами, однако наиболее информативным из них является исследование магнитной восприимчивости коллоида в зависимости от температуры  $T$  и частоты  $\nu$  внешнего переменного магнитного поля. Исследование магнитной восприимчивости  $\chi(T, \nu)$  позволяет получить наибольший объём полезной информации о свойствах магнитных жидкостей, потому что величина  $\chi$  очень чувствительна к проявлению межчастичных взаимодействий. По этой причине исследование  $\chi(T, \nu)$  является эквивалентом исследования межчастичных взаимодействий, нуждающемся, однако, в корректной интерпретации.

Предлагаемое исследование посвящено свойствам магнитных жидкостей, подвергшихся значительному изменению исходного дисперсного состава за счёт последовательного центрифугирования и магнитной сепарации посредством изучения зависимости  $\chi(T, \nu)$ .

**Экспериментальное исследование.** В качестве объекта исследования был взят образец магнитной жидкости вида «магнетит-олеиновая кислота-керосин», приготовленный методом химического осаждения. Образец был приготовлен из исходной жидкости, предварительно «обогащенной» методом центрифугирования. Процедура «обогащения» заключалась в том, что исходный образец после разбавления (до объемной концентрации твердой фазы 2–3 %) подвергался центрифугированию в течение 40 часов (ускорение 300 g), после чего плотный осадок коллоидных частиц на дне пробирок центрифуги отделялся от остального образца, вымывался жидкостью-носителем и заново пептизировался с помощью диспергатора. Новый исходный коллоид, «обогащенный» крупнодисперсной фракцией, заново подвергался процедуре магнитной сепарации капельных агрегатов в градиентном магнитном поле. Такая модифицированная процедура позволила получить образец, качественно отличающийся по дисперсному составу капельных агрегатов (конденсированная «жидкая» крупнодисперсная фаза) от сепарированной мелкодисперсной фазы («газовая» мелкодис-

персная фаза). При этом отличие среднего значения квадрата магнитного момента в конденсированной (жидкой) фазе и газовой фазе отличается для в 5 раз, а средний диаметр магнитного ядра крупнодисперсной фракции равен 12.1 нм.

Далее полученный образец помещался для исследования  $\chi(T, \nu)$  в термостатированный мост взаимной индуктивности [4] (см. рис. 1). Зондирующее магнитное поле моста создавалось генератором синусоидальных сигналов, а измерение опорного и сигнального напряжений измерялось селективным цифровым нановольтметром (lock-in amplifier) Anfatec 203, синхронизированным с генератором сигналов. Температура образца задавалась криотермостатом и контролировалась мед-константановой термопарой, горячий конец которой помещался в пробирку с жидкостью, а холодный конец – в сосуд Дьюара с тающим льдом. Измерение термоЭДС осуществлялось микровольтметром Щ300. Измерения начальной динамической восприимчивости проводились в диапазоне частот от 1 Гц до 200 кГц.

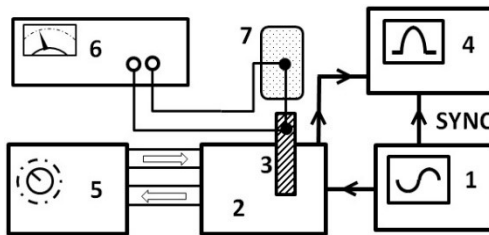


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

- 1 – генератор гармонических сигналов, 2 – мост взаимной индуктивности,  
3 – образец магнитной жидкости, 4 – селективный вольтметр Anfatec, 5 – термостат,  
6 – микровольтметр Щ300, 7 – сосуд Дьюара

Измеренная зависимость  $\chi(T, \nu)$  для дважды сепарированного образца, значительно отличающегося по дисперсному составу от исходного, показана на рис. 2. Крупнодисперсная фракция демонстрирует немонотонную зависимость  $\chi(T)$ : сначала с понижением  $T$  восприимчивость незначительно растет (см. кривые для  $T$  выше 36,4 °С), потом в интервале температур 25–30 °С (т.е. при комнатных температурах, близких к тем, при которых происходило центрифугирование и магнитная сепарация этого образца)  $\chi(T)$  испытывает скачкообразное увеличение, что можно интерпретировать как интенсивное агрегирование образца по всему объему в нулевом магнитном поле. Дальнейшее уменьшение температуры приводит к уменьшению магнитной восприимчивости.

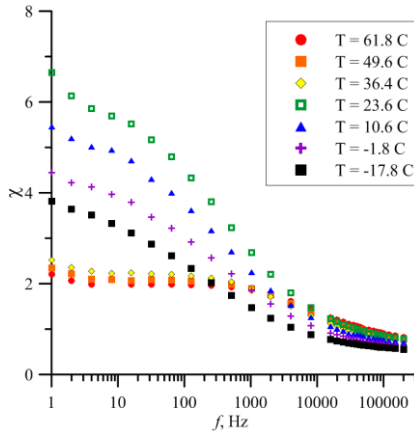


Рис. 2. Зависимость  $\chi(v, T)$  для образца, прошедшего двойную сепарацию.

Такое неожиданное уменьшение восприимчивости с температурой можно предварительно интерпретировать как результат структурообразования, в результате которого броуновские частицы оказываются ориентированными «голова-хвост» в некоторых замкнутых структурах (кольцо, глобула), так как замкнутый магнитный поток является энергетически более выгодным, чем разомкнутый. Это в свою очередь уменьшает макроскопический отклик магнитной жидкости (восприимчивость падает).

Не менее важный результат можно получить, если перестроить графики на рис. 2 в других координатах, как это сделано на рис. 3.

Как видно из рис. 3, все температурные зависимости (для всех частот) имеют характерный максимум при одной и той же температуре. Это нетипичное поведение для магнитных жидкостей, так как обычно температурный максимум  $\chi(T)$  смещается в сторону высоких температур с ростом частоты [5], что имеет прозрачное физическое толкование, связанное с полидисперсностью коллоидов и различной температурой блокировки броуновского механизма релаксации намагниченности частиц. По этой причине следует сделать вывод о том, что наблюдаемый на рис. 3 эффект связан не столько с полидисперсностью, сколько со структурными превращениями, происходящими в коллоиде. Наиболее очевидной и вероятной причиной подобного поведения является фазовый переход первого рода – магнитная конденсация коллоидных частиц в высококонцентрированные капельные агрегаты, что вызывает увеличение магнитного отклика на внешнее воздействие за счёт концентрационного эффекта.

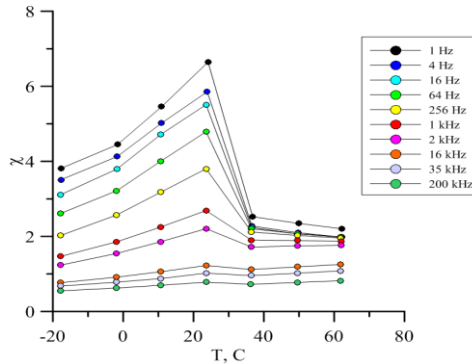


Рис. 3. Зависимость  $\chi(T, \nu)$  для образца, прошедшего двойную сепарацию

**Заключение.** Представлены результаты исследования динамической начальной восприимчивости магнитных жидкостей, подвергшихся значительному изменению исходного дисперсного состава за счёт последовательного центрифугирования и магнитной сепарации. Показано, что двойная механическая и магнитная сепарация позволяют создать образец, претерпевающий фазовый переход первого рода вида «газ-жидкость» в нулевом внешнем магнитном поле при температуре, близкой к комнатной. При этом температурная зависимость магнитной восприимчивости имеет ярко выраженный максимум, не зависящий от частоты. Такое поведение восприимчивости объясняется объединением частиц в капельные агрегаты.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Розенцвейг Р.Е. Феррогидродинамика, М.: Мир, 1989. 356 с.
2. Дзялошинский И.Е., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Общая теория Ван-дер-Ваальсовых сил // УФН, 1961, т. 73, с. 381–422.
3. Пшеничников А.Ф., Силаев В.А., Авдеева Л.А. Магнитогранулометрический анализ ферроколлоидов // Сборник научных трудов УрО АН СССР «Приборы и методы измерения физических параметров», Свердловск, 1991, с. 3-8.
4. Пшеничников А.Ф. Мост взаимной индуктивности для анализа магнитных жидкостей // Приборы и техника эксперимента. 2007. N. 4, с. 88-93.
5. Shliomis M.I., Pshenichnikov A.F., Morozov K.I., Shurubor I.Yu. Magnetic properties of ferrocolloids // JMMM, 1990. Vol. 85, p. 40-46.

## ИНДУКЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЧАСТОТЫ ОБРАЗОВАНИЯ ПУЗЫРЬКОВ ПАРА В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Ассоров П.С.<sup>1</sup>, Симоновский А.Я.<sup>1,2</sup>, Шаталов Н.А.<sup>1,3</sup>, Яновский А.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Северо-Кавказский федеральный университет,  
355009 г. Ставрополь, ул. Пушкина, д.1

<sup>2</sup>Ставропольский государственный аграрный университет,  
355017 г. Ставрополь, пер. Зоотехнический, д.12

<sup>3</sup>ГБПОУ «Ставропольский колледж связи имени Героя Советского Союза  
В. А. Петрова»,

г. Ставрополь, пр-д Черныховского, 3

E-mail: aa.yanovskiy@yandex.ru<sup>1</sup>

**Аннотация.** В настоящей работе описан метод изучения микрохарактеристик пузырькового кипения непрозрачных магнитных жидкостей. Изучение частоты образования пузырьков пара проводилось с использованием в качестве измерительной ячейки системы индукционных катушек. Обнаружена зависимость величины индукционного сигнала в катушке от размеров проходящего через нее пузырька и его смещения относительно оси катушки.

**Ключевые слова:** теплообмен, магнитная жидкость, кипение, магнитное поле.

## INDUCTION FREQUENCY MEASUREMENT BUBBLE FORMATION VAPOR IN A MAGNETIC FLUID

Assorov P.S.<sup>1</sup>, Simonovsky A.Ya.<sup>1,2</sup>, Shatalov N.A.<sup>1,3</sup>, Yanovsky A.A.<sup>2</sup>

<sup>2</sup>North-Caucasian federal university, Stavropol, Russian Federation

<sup>1</sup>Stavropol state agrarian university,  
355017 Stavropol, per. Zootechnical, 12,

<sup>3</sup>GBPOU «Stavropol College of Communications named after Hero of the Soviet  
Union V.A. Petrova»,

Stavropol, Chernyakhovsky, 3

E-mail: aa.yanovskiy@yandex.ru<sup>1</sup>

**Abstract.** This paper describes a method for studying the microcharacteristics of bubble boiling of opaque magnetic liquids. The frequency of formation of vapor bubbles was studied using a system of induction coils as a measuring cell. The dependence of the value of the induction signal in the coil on the size of the bubble passing through it and its displacement relative to the axis of the coil was found.

**Key words:** heat transfer, magnetic fluid, boiling, magnetic field.



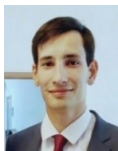
СИМОНОВСКИЙ Александр Яковлевич в 1999 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Проблемы тепло- и массопереноса в магнитных жидкостях». Опубликовано более 180 научных работ, в том числе более 30 статей, авторское свидетельство на изобретение, около 10 статей в иностранных журналах. В настоящее время профессор кафедры теоретической физики Института естественных наук Северо-Кавказского федерального университета



ЯНОВСКИЙ Александр Александрович, окончил Ставропольский государственный университет в 2009 году, кандидат физико-математических наук с 2013 г. В настоящее время доцент кафедры физики Ставропольского государственного аграрного университета. Опубликовал более 40 научных работ, в том числе 8 статей.



АССОРОВ Павел Семенович, окончил Ставропольский государственный университет в 2009 году. В настоящее время является аспирантом кафедры общей и теоретической физики Северо-Кавказского федерального университета. Имеет 5 научных публикации.



ШАТАЛОВ Николай Андреевич, в 2017 окончил Ставропольский государственный аграрный университет с присвоением квалификации магистр техники и технологии по направлению Электроэнергетика и электротехника. Оптимизация развивающихся систем электроснабжения. Опубликовано более 20 научных работ, в том числе 1 по материалам международной конференции, 1 в издании рекомендуемом ВАК.

Наиболее эффективные методы изучения микрохарактеристик пузырькового кипения жидкостей – оптические методы [1]. Однако магнитные жидкости становятся прозрачными только в тонких слоях или в случае очень малых концентраций магнитной фазы. Известны способы измерения частоты образования паровых пузырей в непрозрачных жидкостях с помощью различного рода электродов. Применение электродов эффективно в случае хорошо проводящих жидкостей. Магнитная жидкость на основе керосина обладает слабой проводимостью. Кроме того, применение электродов для изучения микрохарактеристик пузырькового кипения магнитных жидкостей ограничено возможностью возникновения в условиях экспериментов градиентов магнитного поля, имеющих горизонтальную составляющую, что приведет к смещению пузырьков пара при движении после отрыва относительно точки первоначальной установки электродов, т.е. к потере информации.

Поэтому в настоящей работе изучение частоты образования пузырьков пара проводилось с использованием в качестве измерительной ячейки системы индукционных катушек. Метод измерения основан на

возбуждении в витках катушки ЭДС индукции при изменении магнитного потока через поверхность витков при образовании в объеме намагничивающейся среды, заполняющей катушку, немагнитного включения, граница которого перемещается со временем.

Схема метода измерения приведена на рис. 1.

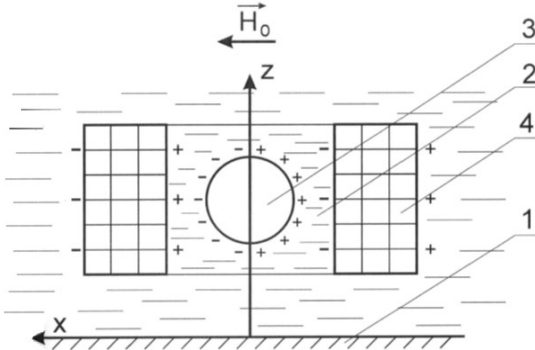


Рис. 1. Схема для расчета вкладов в Z-компоненту магнитного поля в произвольной точке объема индукционной катушки от распределенных по внутренней поверхности катушки фиктивных магнитных зарядов: 1 – теплоотдающая поверхность; 2 – магнитная жидкость; 3 – паровой пузырек; 4 – индукционная катушка

На теплоотдающей поверхности 1, в магнитной жидкости 2, образуется пузырек пара 3. В последующий момент времени пузырек пара отрывается от нагревателя и попадает в объем измерительной катушки 4. Возникновение пузырька с магнитной проницаемостью  $\mu_a$  в объеме жидкого магнетика с магнитной проницаемостью  $\mu_i$  приведет к искажению магнитного поля, первоначально существующего в рабочем зазоре катушки. Магнитный поток через поверхность  $\Sigma$  витка катушки будет определяться выражением:

$$\Phi = \mu_i \int H_n d\Sigma, \quad (1)$$

где  $H_n$  – нормальная к плоскости витка компонента магнитного поля.

Покажем, что при направлении внешнего магнитного поля вдоль поверхности нагрева и симметричном расположении пузырька относительно оси симметрии витка катушки поток магнитного поля через витки катушки равен нулю. Введем фиктивный магнитный заряд с поверхностной плотностью  $\sigma_m$  ( $\sigma_m$  равно скачку нормальной компоненты намагниченности жидкости на межфазной поверхности пар-жидкость).

Магнитное поле  $\vec{H}$  в произвольной точке с радиусом-вектором  $\vec{r}$  в объеме катушки определится из выражения:

$$\overline{H}(\vec{r}) = \int_S \frac{\sigma_m(\vec{r}_s)(\vec{r} - \vec{r}_s)}{|\vec{r} - \vec{r}_s|^3} dS, \quad (2)$$

где  $\vec{r}_s$  – радиус-вектор точки поверхности S границы раздела магнитной жидкости и немагнитной среды.

Распределение магнитного поля и намагниченности симметрично в рассматриваемом случае относительно плоскости, проходящей через ось катушки и перпендикулярной направлению приложенного внешнего магнитного поля.

Введем декартову систему координат, ось z которой совпадает с осью катушки и направлена вертикально вверх. Ось x совпадает с направлением внешнего магнитного поля. Представим магнитное поле в любой точке объема катушки в виде суммы полей от зарядов с одной и другой стороны плоскости симметрии катушки:

$$\overline{H}(\vec{r}) = \int_{S_1} \frac{\sigma_m(\vec{r}_s)(\vec{r} - \vec{r}_s)}{|\vec{r} - \vec{r}_s|^3} dS + \int_{S_2} \frac{\sigma_m(\vec{r}_s)(\vec{r} - \vec{r}_s)}{|\vec{r} - \vec{r}_s|^3} dS, \quad (3)$$

где  $S_1$  – часть поверхности S, расположенная на схеме слева от плоскости симметрии системы;  $S_2$  – расположена с другой стороны.

Вклад в поток магнитного поля через рассматриваемый виток катушки дает только Z – компонента поля, для которой с учетом (3) можно записать:

$$H_z(x, y, z) = \int_{S_1} \frac{\sigma_m(x_s, y_s, z_s)(z - z_s)}{|\vec{r} - \vec{r}_s|^3} dS + \int_{S_2} \frac{\sigma_m(x_s, y_s, z_s)(z - z_s)}{|\vec{r} - \vec{r}_s|^3} dS, \quad (4)$$

где  $(r - r_s)^2 = (x - x_s)^2 + (y - y_s)^2 + (z - z_s)^2$ .

В точке с координатами (x, y, z), симметрично расположенной к точке (x, y, z) относительно плоскости симметрии системы Z-компонента магнитного поля имеет вид:

$$H_z(-x, y, z) = \int_{S_1} \frac{\sigma_m(-x_s, y_s, z_s)(z - z_s)}{|\vec{r} - \vec{r}_s|^3} dS + \int_{S_2} \frac{\sigma_m(-x_s, y_s, z_s)(z - z_s)}{|\vec{r} - \vec{r}_s|^3} dS, \quad (5)$$

где  $(r - r_s)^2 = (x + x_s)^2 + (y + y_s)^2 + (z - z_s)^2$ .

Вследствие симметричной поляризации объема жидкости знак нормальной компоненты намагниченности на границе раздела магнитная жидкость – немагнитная среда в левой и правой частях объема разный, поэтому:

$$\sigma_m(x_s, y_s, z_s) = \sigma_m(-x_s, y_s, z_s), \quad (6)$$

Уравнения (4) и (5) можно привести к виду:



$$H_z(x, y, z) = \int_{S_1} \frac{\sigma_m(x_s, y_s, z_s)(z - z_s)}{[(x + x_s)^2 + (y + y_s)^2 + (z - z_s)^2]^{3/2}} dS + \int_{S_2} \frac{\sigma_m(-x_s, y_s, z_s)(z - z_s)}{[(x + x_s)^2 + (y + y_s)^2 + (z - z_s)^2]^{3/2}} dS, \quad (7)$$

$$H_z(-x, y, z) = \int_{S_1} \frac{\sigma_m(x_s, y_s, z_s)(z - z_s)}{[(x + x_s)^2 + (y + y_s)^2 + (z - z_s)^2]^{3/2}} dS + \int_{S_2} \frac{\sigma_m(-x_s, y_s, z_s)(z - z_s)}{[(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2 + (z - z_s)^2]^{3/2}} dS, \quad (8)$$

Откуда с учетом (6) получаем:

$$H_z(x, y, z) = -H_z(-x, y, z).$$

Поэтому интегрирование в уравнении (1) при симметричном расположении пузырька относительно оси симметрии катушки даст магнитный поток  $\Phi = 0$ .

При симметричном расположении пузырька относительно стенок катушки при направлении поля вдоль поверхности витка катушки регистрация пузырька может произойти только при движении его в объеме катушки со смещением относительно оси симметрии.

Факторы, влияющие на возникновение ЭДС в индукционном датчике в общем случае расположения пузырька относительно оси симметрии катушки в магнитном поле, направленном вдоль поверхности нагрева, можно выявить на основе анализа размерностей.

Схема для расчета приведена на рис. 2.

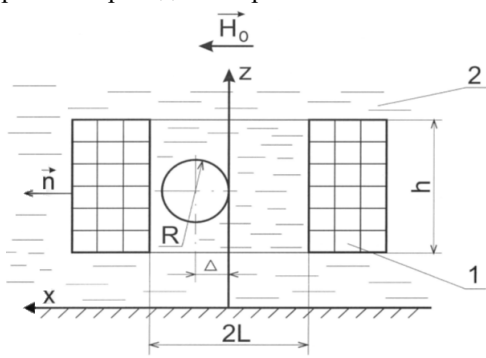


Рис. 2. Схема для расчета величины магнитного потока  $\Phi$  через витки индукционной катушки при произвольном относительно оси катушки положении растущего пузырька

В связи с малым различием магнитных проницаемостей материала

обмотки катушки и пузырька пара область пространства, занимаемую этими объектами, обозначим номером 1. Область, занимаемая магнитной жидкостью, обозначим номером 2. Введем обозначения:  $L$  – радиус витка катушки;  $R$  – радиус пузырька пара;  $\Delta$  – смещение в расположении оси пузырька относительно оси симметрии катушки;  $h$  – высота катушки;  $\Sigma$  – площадь отдельного витка катушки;  $\vec{n}$  – вектор нормали к границе раздела областей 1 и 2.

Во внешнем магнитном поле  $H_0$ , направленном горизонтально, поле в объеме катушки может быть представлено в виде:

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}', \quad (9)$$

где  $\vec{H}$  – магнитное поле, создаваемое намагниченностью магнитной жидкости.

Магнитное поле, приведенное к безразмерному виду, зависит от следующих параметров системы:

$$\vec{H}' = H_0 \cdot \vec{H}^* (\vec{r}, \Delta, L, R, \mu), \quad (10)$$

На основании  $\pi$ -теоремы теории размерностей количество переменных в зависимости (10) можно сократить:

$$\vec{H}' = H_0 \cdot \vec{H}^* \left( \frac{\vec{r}}{R}, \frac{R}{L}, \frac{\Delta}{L}, \frac{h}{L}, \mu \right), \quad (11)$$

Магнитный поток через поверхность всех витков катушки определится из выражения:

$$\Phi = \int_0^h \mu n(z) dz \int_{\Sigma} \vec{H}_n d\Sigma = \int_0^{h/R} \mu N \frac{R}{h} H_0 R^2 \int_{\Sigma} \vec{H}_n^* \left( \frac{\vec{r}}{R}, \frac{R}{L}, \frac{\Delta}{L}, \mu \right) d\Sigma^* dZ^*, \quad (12)$$

где  $n(z) = \frac{N}{R}$  – число витков на единицу длины катушки;  $Z^* = Z/R$  –

безразмерная вертикальная координата витка катушки;  $d\Sigma^*$  – элемент площадки витка катушки, приведенный к безразмерному виду, с использованием характерного размера  $R$ .

Введем следующую безразмерную функцию потока магнитного поля через катушку:

$$\Psi = \frac{R}{h} \int_0^{h/R} \int_{\Sigma} \vec{H}_n^* \left( \frac{\vec{r}}{R}, \frac{R}{L}, \frac{\Delta}{L}, \mu \right) d\Sigma^* dZ^*, \quad (13)$$

Интегрирование в (13) производится по площади витка. Тогда поток магнитного поля через катушку с учетом (13) представится в виде:

$$\Phi = \mu H_0 R^2 N \Psi \left( \frac{R}{h}, \frac{R}{L}, \frac{\Delta}{L}, \mu, \frac{h}{L} \right), \quad (14)$$

Предположим, что размер  $R$  пузырька мал по сравнению с радиу-

сом катушки  $L$ , разложим функцию  $\Psi$  по малому параметру  $\frac{R}{L} \ll 1$ .

$$\Psi = \Psi_0 + \frac{R}{L} \Psi_1 + \left(\frac{R}{L}\right)^2 \Psi_2 + \dots, \quad (15)$$

При стремлении размера пузырька к нулю возмущения поля в системе исчезают. Тогда из условия равенства нулю магнитного потока через витки катушки при отсутствии возмущений поля в системе получим  $\Psi_0 = 0$ . Пренебрегая членами второго порядка малости в уравнении (15), для магнитного потока можно записать выражение:

$$\Phi = \mu H_0 R^2 N \frac{R}{L} \Psi_1 \left( \frac{\Delta}{L}, \frac{R}{h}, \frac{h}{L}, \mu \right), \quad (16)$$

Далее, приняв, что смещение пузырька пара относительно оси симметрии катушки мало по сравнению с радиусом витка катушки, т.е.  $\frac{\Delta}{L} \ll 1$ , окончательно уравнение для магнитного потока можно записать в виде:

$$\Phi = \mu H_0 N R^2 \frac{R}{L} \frac{\Delta}{L} \Psi_{12} \left( \mu, \frac{R}{h}, \frac{h}{L} \right), \quad (17)$$

На основании этого выражения можно сделать заключение, что величина индукционного сигнала в катушке будет зависеть от размеров проходящего через катушку пузырька и его смещения относительно оси катушки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Несис Е.И. Кипение жидкостей / Е.И. Несис. – М.: Наука, 1973. – 280 с.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТВЕРДОГО НАМАГНИЧИВАЮЩЕГОСЯ ТЕЛА И СЛОЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ВО ВНЕШНЕМ ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**Шарова О.А., Меркулов Д.И., Пелевина Д.А., Турков В.А., Налетова В.А.**  
ФГБОУ ВО «Московский государственный университет  
имени М.В. Ломоносова»,  
119991, Москва, Ленинские горы, РФ  
E-mail: pelevina.daria@gmail.com<sup>1</sup>

**Аннотация.** Экспериментально и теоретически исследовано движение намагничивающегося сферического тела, частично погруженного в слой магнитной жидкости, на горизонтальной плоскости в однородном вертикальном магнитном поле с учетом силы тяжести и силы вязкого трения.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, поверхностные магнитные силы, магнитное поле, направленное движение.

## INTERACTION OF A MAGNETIZABLE BODY AND A MAGNETIC FLUID LAYER IN AN EXTERNAL UNIFORM MAGNETIC FIELD

**Sharova O.A., Merkulov D.I., Pelevina D.A., Turkov V.A., Naletova V.A.**  
Lomonosov Moscow State University, Leninskiye gory,  
Moscow, 119991, Russian Federation,  
E-mail: pelevina.daria@gmail.com<sup>1</sup>

**Abstract.** The motion of a magnetizable spherical body, immersed in a magnetic fluid layer, on a horizontal plane in a uniform vertical magnetic field is considered experimentally and theoretically taking into account gravity and viscous friction.

**Key words:** ferrofluid, surface magnetic force, magnetic field, directional motion.



МЕРКУЛОВ Дмитрий Игоревич, научный сотрудник НИИ механики МГУ. Имеет 19 научных публикаций, в том числе 9 статей в журналах. Научно-исследовательская работа поддерживалась грантами РФФИ и Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере.



НАЛЕТОВА Вера Арсеньевна, д.ф.-м.н., профессор кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ. Имеет 163 статьи в реферируемых журналах. Научно-исследовательская работа неоднократно поощрялась грантами РФФИ.



ПЕЛЕВИНА Дарья Андреевна, к.ф.-м.н, доцент кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ. Имеет 46 научных публикаций, в том числе 24 статьи в журналах. Научно-исследовательская работа поддерживалась грантами РФФИ и Президента РФ.



ТУРКОВ Владимир Андреевич, к.ф.-м.н, доцент, ведущий научный сотрудник НИИ Механики МГУ. Имеет 94 статьи в реферируемых журналах. Научно-исследовательская работа неоднократно поощрялась грантами РФФИ.

ШАРОВА Ольга Андреевна – студентка мех.-мат. факультета МГУ.

**1. Введение.** На магнитные и немагнитные тела, погруженные в магнитную жидкость (МЖ), в приложенном магнитном поле действуют магнитные силы. В работе [1] впервые экспериментально рассматривается левитация магнита в сосуде, заполненном МЖ; получено выражение для силы, действующей на магнит. В работе [2] получены аналитические формулы для силы, действующей на магнитный диполь и сферическое тело в однородном магнитном поле в сферическом сосуде с МЖ.

Под действием подобных сил тела могут плавать в магнитной жидкости, а также может создаваться направленное движение. В работе [3] впервые рассмотрено движение магнита вдоль тонкого слоя МЖ. В работе [4] экспериментально и теоретически исследована статика магнита в малом объеме МЖ и движение магнита вдоль тонкого слоя МЖ. В работе [5] экспериментально и теоретически исследуется статика сферического тела из намагничивающегося материала в капле МЖ на горизонтальной подложке в однородном вертикальном магнитном поле, рассчитаны формы МЖ и зависимости высоты левитации тела от объема МЖ и значения приложенного магнитного поля.

В данной работе аналитически получено выражение для горизонтальной составляющей силы, действующей на намагничивающееся сферическое тело, со стороны тонкого прямоугольного слоя МЖ в однородном вертикальном магнитном поле. В эксперименте показано, что тело может двигаться вдоль слоя МЖ под действием этой силы. Проведены численные расчеты движения тела и сравнение с экспериментальными данными.

**2. Экспериментальное исследование движения тела.** В эксперименте на горизонтальное дно кюветы, заполненной немагнитным трансформаторным маслом, шприцом помещался заданный объем МЖ (капля). Затем прикладывалось однородное вертикальное магнитное поле, создаваемое катушками Гельмгольца. В объем МЖ погружалось тело сферической формы из намагничивающегося материала. Ток в катушка выбирался таким образом, чтобы в генерируемом магнитном поле тело плавало в

объеме МЖ. Далее тело с МЖ смещали по прямой, при этом за телом оставался тонкий слой МЖ, см. рис. 1. При отпускании тела наблюдалось движение тела вдоль слоя, при этом МЖ из слоя собиралась в каплю вокруг тела.

Эксперимент проведен для МЖ на основе воды с магнетитовыми частицами. Параметры магнитной жидкости: магнитная восприимчивость  $\chi_f=0.03$  ( $\mu_f=1.38$ ), плотность  $\rho_f= 1.1$  г/см<sup>3</sup>, намагниченность насыщения  $M_{Js}= 12$  Гс. Рассмотрено два случая, когда объем МЖ, в которую погружается тело  $V_{je}= 0.05$  см<sup>3</sup> и  $V_{je}= 0.04$  см<sup>3</sup>. В качестве окружающей среды было взято не намагничивающееся ( $\mu_s=1$ ) трансформаторное масло плотностью  $\rho_s= 0.96$  г/см<sup>3</sup>, с динамическим коэффициентом вязкости  $\eta_s= 0.32$  г/см·с. Значение приложенного магнитного поля  $H_\infty=384.4$  Э, что соответствует току в катушках  $I=3.1$  А. В МЖ погружалось сферическое тело массой  $M_b= 0.16$  г, радиусом  $R_b= 0.25$  см из намагничивающегося эластомера на силиконовой основе с микрочастицами магнетита с магнитной проницаемостью  $\mu_b= 3.62$ . Тело смещали по прямой на расстояние  $l_l= 1.6$  см, при этом за телом оставался слой МЖ шириной  $w_l= 0.74$  см. Далее тело отпускали и оно двигалось вдоль слоя. Движение тела фиксировалось видеокамерой. По раскадровкам видеозаписей эксперимента построены зависимости горизонтальной координаты центра тела  $x_b(t)$  от времени (рис. 2. б, линия 1).

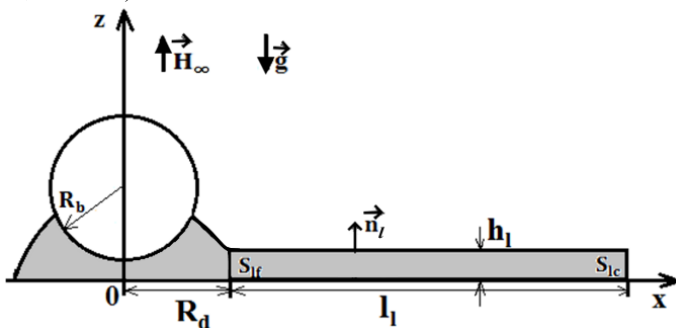


Рис. 1. Положение сферического тела и тонкого слоя МЖ в начале движения

**3. Постановка задачи.** Рассмотрим взаимодействие сферического тела массы  $M_b$ , радиуса  $R_b$  из намагничивающегося материала, левитирующего в капле МЖ объемом  $V_f(t)$ , имеющей контакт с горизонтальной подложкой радиуса  $R_d$ , и слоя МЖ прямоугольного сечения ширины  $w_l$ , высоты  $h_l$ , длины  $l_l$  (рис. 1). Начальный объем капли  $V_{f0}= V_f(0)=V_{je}-l_l h_l w_l$ . Параметры капли МЖ, окружающей среды, тела и слоя МЖ обозначаются индексами  $f, s, b$  и  $l$  соответственно.

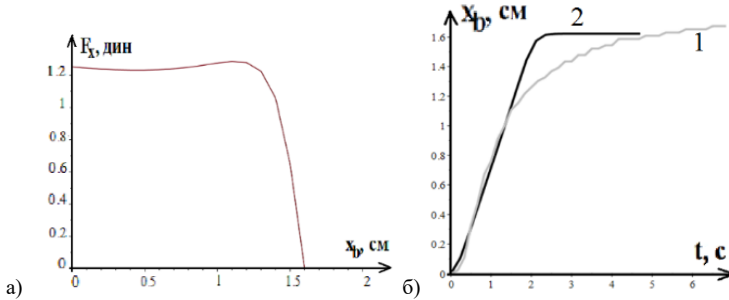


Рис. 2. а – Зависимость силы  $F_x$  от положения тела  $x_b$ , б – Зависимость положения тела  $x_b$  от времени  $t$  при  $V_{ж} = 0.05 \text{ см}^3$  (1 – эксперимент, 2 – теория)

Неподвижная декартова система координат  $x, y, z$  введена следующим образом: ось  $z$  – вертикально в верх, ось  $x$  – горизонтально вдоль подложки (рис. 1). Начало координат расположено на подложке в точке – проекции центра тела на подложку в начальный момент времени.

Задача решалась в предположении, что магнитная проницаемость тела много больше магнитной проницаемости МЖ  $\mu_b \gg \mu_f$ , окружающая среда не намагничивающаяся  $\mu_s = 1$ . Считается, что тело движется вдоль оси  $x$ , координаты центра тела обозначим  $(x_b(t), 0, z_b(t))$ .

Уравнение движения для тела, увлекающего за собой каплю МЖ, вдоль горизонтальной плоскости, в случае, когда мы пренебрегаем течением МЖ в слое, имеет вид:

$$\begin{aligned} \left( M_b + \frac{\rho_s V_b}{2} + \rho_f V_f(t) \right) \dot{x}_b &= F_{fr} + F_x, \\ F_{fr} &= -k_{fr} \dot{x}_b, \quad k_{fr} = 6\pi R_b \eta_s \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $V_f(t)$  – объем капли МЖ под телом,  $F_{fr}$  – проекция силы вязкого трения на ось  $x$ ,  $F_x$  – горизонтальная составляющая магнитной силы,  $\rho_{s,f}$  – плотности окружающей среды и МЖ,  $\eta_s$  – динамический коэффициент вязкости.

Предполагается, что слой в начальный момент имеет форму прямоугольного параллелепипеда, которая не меняется в процессе движения. Магнитная сила, действующая на тело со стороны тонкого слоя, в проекции на ось  $x$ , в случае, когда магнитная проницаемость МЖ постоянна  $\mu_f = const$ , имеет вид:

$$F_x = \int_{S_l} p_{xj}^{(s)} n_i^j dS = \frac{\mu_f - 1}{8\pi} \left( \int_{S_{lj}} H^2 dS - \int_{S_{lc}} H^2 dS \right). \quad (2)$$

Здесь  $S_l$  – поверхность слоя,  $S_{lf}$ ,  $S_{lc}$  – поверхности левого и правого торцов слоя,  $n_l$  – нормаль внешняя к слою МЖ,  $p_{ij}^{(s)} = -p g_{ij} + H_l B_j / 4\pi - HB g_{ij} / 8\pi$  – тензор напряжений в окружающей жидкости,  $p$  – давление в окружающей жидкости. Предполагаем, что поверхности торцов слоя  $S_{lf}$ ,  $S_{lc}$  во все время движения имеют форму близкую к прямоугольной.

Выражение для величины магнитного поля  $H$  около сферического намагничивающегося тела в безындукционном приближении имеет вид [6] ( $r_b^2 = (x - x_b)^2 + y^2 + (z - z_b)^2$ ):

$$H = H_\infty \sqrt{\frac{9(z-z_b)^2((x-x_b)^2+y^2)D^2}{r_b^5} + \left(1 + \frac{D}{r_b^3} - \frac{3(z-z_b)^2 D}{r_b^5}\right)^2},$$

$$D = R^3 \frac{\mu_s - \mu_b}{2\mu_s + \mu_b}. \quad (3)$$

В предположении, что вся жидкость из тонкого слоя собирается вокруг тела, то есть за телом нет остаточного слоя, можно выписать следующее выражение для объема  $V_f(t) = V_{f0} + w_l h_l x_b(t)$  при  $x_b(t) + R_d(t) < l_l$  (далее  $V_f(t) = V_{fe}$ , вся МЖ находится в капле под телом). Далее система уравнений (1)-(3) решалась численно и находилась зависимость горизонтальной координаты центра сферического тела  $x_b(t)$  от времени.

**4. Численные расчеты.** Для численного решения задачи была написана программа, которая рассчитывает движение центра сферического тела  $x_b(t)$  под действием магнитной силы  $F_x$  (2) и силы вязкого трения  $F_{ff}$  (1) методом Рунге-Кутты 4 порядка в пакете программ Maple. При расчетах вертикального положения тела  $z_b(t)$  и формы капли МЖ от объема  $V_f(t)$  использовались результаты исследования статической левитации хорошо намагничивающегося шара в капле МЖ в однородном вертикальном магнитном поле [5].

Из формулы (2) может быть получена численная зависимость горизонтальной составляющей силы  $F_x$  от положения тела  $x_b$  (рис. 2. а). В расчетах использовались значения параметров, совпадающие с экспериментальными. Глубина слоя МЖ была оценена из наилучшего совпадения теории и эксперимента  $h_l = 0.004$  см. Использовались следующие начальные условия  $x_b(t=0) = 0$ ,  $\dot{x}_b(t=0) = 0$ ,  $V_f(t=0) = V_{f0}$ . Объем магнитной жидкости, находящейся под телом в момент времени  $t = 0$  для случая  $V_{fe} = 0.05$  см<sup>3</sup> –  $V_{f0} = 0.045$  см<sup>3</sup> (для  $V_{fe} = 0.04$  см<sup>3</sup> –  $V_{f0} = 0.035$  см<sup>3</sup>). Полученная зависимость положения тела  $x_b$  от времени  $t$  представлена на рисунке (рис. 2. б, линия 2).



Было проведено исследование скорости движения тела при различных параметрах слоя МЖ и приложенного магнитного поля. Получено, что при увеличении ширины или глубины слоя МЖ, а также увеличении магнитного поля  $H_\infty$ , тело движется быстрее. Длина слоя практически не влияет на начальную скорость движения тела.

**5. Сравнение численных расчетов и экспериментальных результатов.** Были проведены расчеты для экспериментальных параметров. Сравнение теоретических и экспериментальных данных для  $V_{fe} = 0.05 \text{ см}^3$  приведено на рисунке (рис. 2, б). Видно хорошее совпадение расчетов и эксперимента. Различия в характере теоретической и экспериментальной зависимости может быть объяснено влиянием изменения формы слоя и движение МЖ в слое на магнитную силу и движение тела.

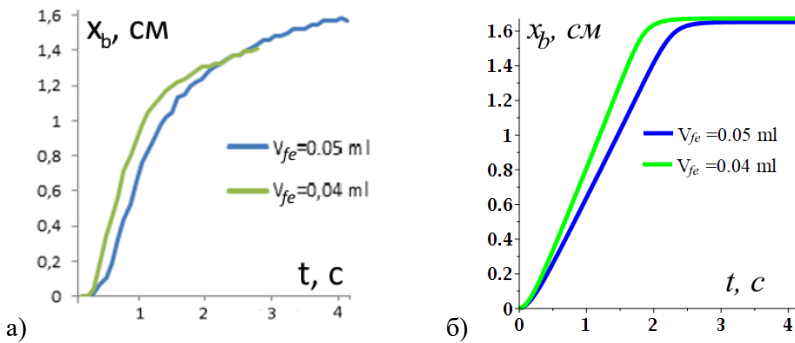


Рис. 3. Зависимость  $x_b(t)$  для различных объемов  $V_{fe}$ : а) эксперимент, б) теория

Также были проведены исследования зависимости движения тела от различных значений объема МЖ. На рисунке (рис. 3,а) представлены зависимости положения тела  $x_b$  от времени  $t$  для объемов  $V_{fe} = 0,05$  мл и  $V_{fe} = 0,04$  мл. Видно, что при большем объеме МЖ тело движется медленнее, что подтверждается теоретическими расчетами (рис. 3. б). Это связано с тем, что при увеличении объема МЖ под телом уменьшается магнитная сила  $F_x$ .

**6. Заключение.** Проведено экспериментальное исследование взаимодействия тела и тонкого слоя МЖ в однородном магнитном поле. Показано, что возможно создать направленное движение тяжелого намагничивающегося тела по горизонтальной подложке вдоль слоя МЖ в приложенном вертикальном магнитном поле. Предложено аналитическое выражение для горизонтальной составляющей магнитной силы, действующей на тело со стороны тонкого слоя МЖ, в однород-

ном приложенном магнитном поле. Численно решена задача о движение сферического тела вдоль слоя МЖ в вертикальном однородном магнитном поле с учетом силы тяжести и силы вязкого трения. Исследовано влияние параметров задачи на траекторию тела. Проведено сравнение теоретических и экспериментальных результатов.

*Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФ 20-71-10002.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R.E. Rosensweig. Buoyancy and stable levitation of magnetic body immersed in a magnetizable fluid // Nature. 1966. 5036, 613-614.
2. Квитанцев А.С., Налетова В.А., Турков В.А. Левитация магнитов и тел из магнитомягких материалов в сосудах, заполненных магнитной жидкостью // Изв. РАН. МЖГ. 2002. 3, 12-20.
3. S. Hartung, I. Rehberg, R. Richter. Can a magnetic snail creep uphill // Rostock, June 15th-17th, 2015. 74-75.
4. D. Pelevina, M. Kobzev, S. Kalmykov, D. Merkulov, V. Naletova. Levitation and motion of a magnet partially immersed into a magnetic fluid // EPJ Web of Conferences. 2018. 185, 09008.
5. Pelevina D.A., Sharova O.A., Merkulov D.I., Turkov V.A., Naletova V.A. Spherical magnetizable body partially immersed in a magnetic fluid in a uniform magnetic field // JMMM. 2020. 494, 165751.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982.

## ОСОБЕННОСТИ ОСЛАБЛЕНИЯ СВЕТА В МАГНИТНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ НА МАСЛЯНОЙ ОСНОВЕ

**Белых С.С.<sup>1</sup>, Ерин К.В.**

ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет»,  
г. Ставрополь, Российская Федерация,  
355017, г. Ставрополь, улица Пушкина, д. 1.  
E-mail: sergeyb.stav@mail.ru<sup>1</sup>

**Аннотация.** Исследованы особенности светопропускания магнитных эмульсий на основе авиационного гидравлического масла при воздействии магнитного поля. Обнаружен значительный эффект увеличения прозрачности в магнитном поле. Показано влияние стенок кюветы на величину наблюдаемого эффекта при длительном воздействии поля.

**Ключевые слова:** магнитная эмульсия, магнитная жидкость, магнитооптика, светопропускание.

## FEATURES OF LIGHT EXTINCTION IN OIL-BASED MAGNETIC EMULSIONS

**Belykh S.S.<sup>1</sup>, Yerin C.V.**

North-Caucasian Federal University, Stavropol, Russian Federation,  
E-mail: sergeyb.stav@mail.ru<sup>1</sup>

**Annotation.** The features of light transmission of magnetic emulsions based on aviation hydraulic oil under the influence of a magnetic field are investigated. A significant effect of increasing transparency in a magnetic field was found. The influence of the walls of the cell on the magnitude of the observed effect is shown under prolonged action of the field.

**Keywords:** magnetic emulsion, magnetic liquid, magneto optic, light transmission



БЕЛЫХ Сергей Сергеевич окончил бакалавриат Северо-Кавказского федерального университета в 2014 году. В 2016 году защитил магистерскую диссертацию по теме: «Оптические свойства композиционных сред на основе магнитных коллоидов». Имеет 12 научных публикаций, в том числе 2 статьи в журналах, индексируемых WoS. В настоящее время является аспирантом 4 года обучения Северо-Кавказского федерального университета.



ЕРИН Константин Валерьевич окончил Ставропольский государственный университет в 1998 году. В 2011 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. В настоящее время работает профессором кафедры общей и теоретической физики СКФУ. Автор более 100 научных работ в области электро- и магнитооптики магнитных коллоидов.

Магнитные эмульсии – дисперсные системы в виде капель магнитной жидкости (МЖ), взвешенных в немагнитной среде [1]. Традиционно, магнитные эмульсии принято классифицировать по величине межфазного натяжения между каплей и окружающей её средой. В случае большого межфазного натяжения в магнитном поле сферические капли МЖ, практически не меняя формы, образуют цепочечные структуры с ярко выраженной оптической анизотропией [2]. В магнитных эмульсиях с небольшим межфазным натяжением, капли являются легкодеформируемыми, а их вытяжение и объединение приводит к изменению, в том числе и оптических свойств системы. В данной работе представлены результаты исследований светопропускания в магнитных эмульсиях с малым межфазным натяжением, синтезированных на основе масла гидросистем АМГ-10, при воздействии импульсного магнитного поля.

Для экспериментальных исследований светопропускания в магнитных эмульсиях с низким межфазным натяжением, был изготовлен образец на основе авиационного масла для гидросистем АМГ-10. Керосиновая магнитная жидкость необходимой объемной концентрации вводилась в масло, после чего механически перемешивалась S-образным венчиком. Седиментационная устойчивость образца достаточная для измерений обеспечивалась вязкостью масла и близкими значениями плотностей среды и фазы. Поверхностно активные вещества при синтезе образцов не использовались, так как малая величина межфазного натяжения и, как следствие, плохая агрегативная устойчивость является важной особенностью такого типа эмульсий. Концентрация капель для экспериментов подбиралась опытным путем, исходя из геометрии установки для исследований, и находилась в пределах 2-10%, а их размер был 1-10 мкм. Экспериментальная установка была аналогична использованной ранее для исследований магнитных эмульсий на водной основе [3].

Известно, что при воздействии внешнего магнитного поля сферические капли МЖ даже в полях небольшой напряжённости испытывают значительное вытяжение вдоль направления магнитного поля (рис 1). При ориентации магнитного поля вдоль луча проходящего света изменение формы капель приводит к значительному уменьшению оптической плотности системы. Этот эффект легко объясняется с позиций уменьшения поперечного сечения ослабления света для вытянутой капли при практически неизменной их концентрации в эмульсии.

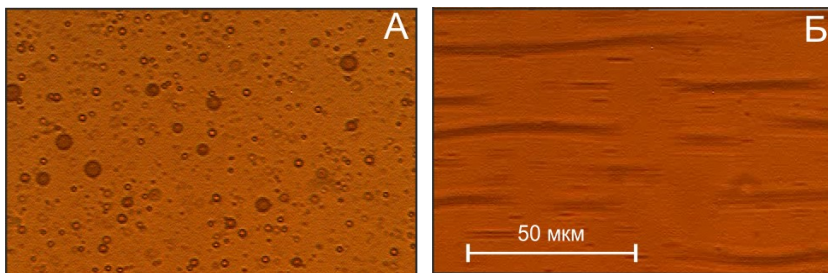


Рис. 1. Микрофотография магнитной эмульсии (А) без воздействия и (Б) в магнитном поле

Ослабление света при прохождении через дисперсную систему, при условии однократного рассеяния света (т.е. при не очень большой концентрации частиц), подчиняется закону Бугера-Ламберта:

$$I = I_0 \exp(-\sigma Nl), \quad (1)$$

где  $\sigma$  – сечение ослабления света частицей,  $N$  – числовая концентрация частиц,  $l$  – длина пути света в среде. Таким образом, прозрачность системы (отношение интенсивностей прошедшего и падающего света –  $I/I_0$ ) определяется концентрацией частиц и сечением рассеяния света отдельной частицей, которое зависит от площади поперечника частицы и её оптических параметров. При вытяжении капель эмульсии вдоль направления поля (и луча света в данном случае) сечение ослабления существенно уменьшается при практически неизменной концентрации частиц.

На рис. 2 приведен график зависимости эффекта изменения прозрачности от величины напряженности приложенного поля. В полях напряженностью более 2,5 кА/м в поле прозрачность быстро нарастает, а затем наблюдается насыщение и даже некоторое уменьшение эффекта. Чем выше напряженность приложенного поля, тем быстрее проявляется эффект уменьшения прозрачности образца. Данную особенность можно объяснить, учитывая влияние стенок кюветы. Капля в сильных полях вытягивается настолько, что ее длина становится сравнима с толщиной кюветы. Дальнейшее вытяжение капли становится невозможно и капля «размазывается» по стенке, тем самым увеличивая сечение ослабления света. На рисунке 4 приведены микрофотографии этого явления в продольно направленном магнитном поле. Видно, что деформированные концы капель не является круглыми в сечении, а образуют формы с тонкими ответвлениями, напоминающими известные структуры вязких пальцев (неустойчивость Саффмана - Тейлора) [4].

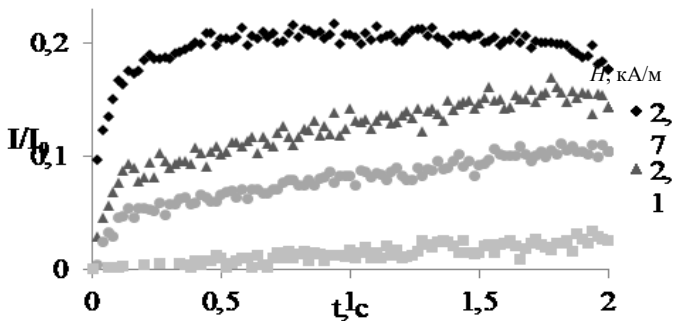


Рис. 2 Изменение относительной интенсивности прошедшего света при различных напряжённостях магнитного поля

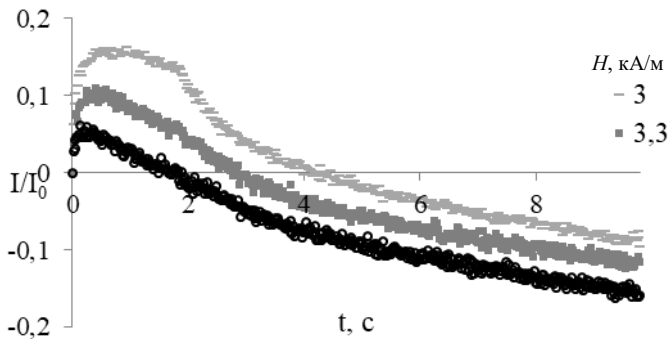


Рис. 3. Изменение прозрачности магнитной эмульсии в сильном магнитном поле

После выключения магнитного поля происходит релаксация оптического эффекта за счет возвращения капель к сферической форме под действием сил поверхностного натяжения, при этом прозрачность эмульсии уменьшается по близкой к экспоненциальной зависимости с временем релаксации 3-5 с. В полях большой напряжённости после релаксации прозрачность системы становится меньше, чем изначальная, что говорит о коалесценции капель эмульсии при воздействии магнитного поля.

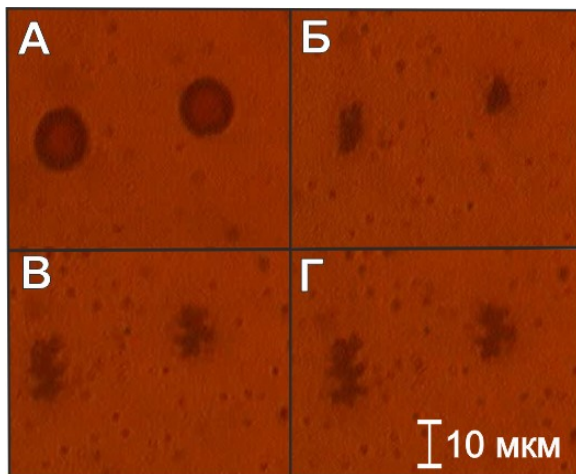


Рис. 4. Микрофотография контакта капли магнитной эмульсии в магнитном поле со стенкой кюветы (А – магнитное поле отсутствует, Б-Г - поле последовательно возрастает до  $\sim 3$  кА/м)

Воздействие магнитного поля на магнитные эмульсии с низким межфазным натяжением приводит к сильному изменению формы капель и, как следствие, оптической анизотропии. Величина эффекта зависит от напряженности внешнего поля. В полях большой напряженности капли могут достигать стенок кюветы, что приводит к появлению особенностей оптического эффекта, выражающихся в его насыщении и уменьшении прозрачности при длительном воздействии поля сравнительно высокой напряженности.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Закинян А., Диканский Ю. Магнитные и электрические свойства магнитных эмульсий. // Саарбрюккен–Москва, LAP Lambert Academic Publishing, 2011. 146 с.
2. Dikansky Y.I, Zakinyan A.R., Tyatyushkin A.N. Anisotropy of magnetic emulsions induced by magnetic and electric fields // Physical Review E. 2011. V. 84. 031402.
3. Бельх С.С., Ерин К.В. Магнитооптический эффект в магнитной эмульсии на водной основе // VI Всероссийская научная конференция с международным участием «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем». Сборник научных трудов. Ставрополь, 2017. С. 103-108.
4. Saffman P. G., Taylor G. I. The penetration of a fluid into a porous medium or Hele Shaw cell containing a more viscous liquid // Proc. Roy. Soc. London. 1958. V. A245, N 1242. P. 311–329.

## МАГНИТОУПРАВЛЯЕМЫЙ ЭФФЕКТ ТУННЕЛИРОВАНИЯ В МАГНИТОАКТИВНЫХ ЭЛАСТОМЕРАХ

Степанов Г.В.<sup>1</sup>, Лобанов Д.А.<sup>1</sup>, Бахтияров А.В.<sup>1</sup>, Борин Д.Ю.<sup>2</sup>,  
Стороженко П.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Государственный научно-исследовательский институт химии и технологии  
элементоорганических соединений (ГНЦ РФ ГНИИХТЭОС)

111123 г. Москва, Шоссе Энтузиастов 38.

<sup>2</sup>Технический университет Дрездена,  
Дрезден, D-01062, Германия.

E-mail: gstepanov@mail.ru

**Аннотация.** Магнитоактивные эластомеры (МАЭ) являются продолжением исследований магнитоологических эластомеров общего научного направления по “smart materials” В настоящей работе исследована электропроводность при постоянном токе МАЭ помещённого в магнитное поле. Показано, что в зависимости от состава образца и величины магнитного поля он может быть изолятором, полупроводником и проводником. В состоянии полупроводник вольтамперная характеристика имеет экспоненциальную зависимость, что указывает на механизм туннелирования электрона обеспечивающего проводимость материала. При больших магнитных полях материал становится проводником и его проводимость подчиняется закону Ома.

**Ключевые слова:** магнитоактивный эластомер магнитоологический эластомер, магнитоуправляемый эластомер, ферроэласт, магнитный полимер, электропроводность, эффект туннелирования

## MAGNETIC CONTROLLED EFFECT OF TUNNELING IN MAGNETOACTIVE ELASTOMERS

G.V. Stepanov<sup>1</sup>, D.A.Lobanov<sup>1</sup>, A.V. Bakhtiiarov<sup>1</sup>, D.Yu. Borin<sup>2</sup>,  
P.A.Storozhenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>State Scientific Research Institute for Chemical Technologies  
of Organoelement Compounds, 105118 Moscow, Russia

<sup>2</sup>TU Dresden, Chair of Magnetofluidynamics, Measuring and Automation  
Technology, Dresden D-01062, Germany.

E-mail: gstepanov@mail.ru

**Annotation.** Magnetoactive elastomers (MAE) are a continuation of research on magnetorheological elastomers of the general scientific direction “smart materials” In this work, the electrical conductivity of MAE was investigated at a constant electric current and placed in a magnetic field. An MAE sample can be an insulator, semiconductor, and conductor, depending on the composition and magnitude of the magnetic field. In the semiconductor state, the current-voltage characteristic has an exponential dependence, which indicates the mechanism of electron tunneling of the



material providing conductivity. The material becomes a conductor in high magnetic fields and its conductivity obeys Ohm's law.

**Key words:** magnetorheological elastomer, magnetoactiv elastomer, magnetic gel, ferroelast. soft magnetic elastomer, magnetic polymer, electrical conductivity, tunneling effect



СТЕПАНОВ Геннадий Владимирович окончил МХТИ им. Д.И. Менделеева в 1983 году. Работает начальником лаборатории магнитных порошков и пигментов в ГНЦ РФ ГНИИХТЭОС. Область научных интересов: синтез и исследования свойств магнитных порошков, высокоэластичных магнитных композитов, магнитоэластиков, магнитных гелей, магнитореологических и электрореологических эластомеров, ферроэластов. Имеет около 80 статей, 8 патентов РФ.

Магнитоактивные эластомеры (МАЭ) являются продолжением исследований магнитореологических эластомеров общего научного направления “smart materials”. Интенсивные исследования магнитореологических свойств магнитных эластомеров начались после первых патентов и публикаций на эту тему выполненных в США фирмами Ford и Lord Corporation, Магнитореологические эластомеры, способные изменять упругость в магнитном поле, которые предполагалось использовать в качестве основного рабочего тела в перестраиваемых демпфирующих устройствах, амортизаторах [1-3]. В различных исследованиях этот материал называют по-разному: магнитореологический эластомер, магнитный гель, эластомер-ферромагнитный композит, эластичный магнит, ферроэласт, магнитоконтролируемый эластомер, магнитоуправляемый эластомер, мягкий магнитный эластомер, магнитный полимер, магнитный гибридный эластомер.

Так, на сегодняшний день при исследовании нашего магнитоактивного эластомера (МАЭ) выявилось примерно двенадцать основных свойств. Материал проявляет: магнитореологический эффект, магнитодеформационный, магнитострикционный эффект, эффект памяти формы, магнитоэлектрореологический эффект, магниторезистивный эффект, пьезорезистивный, магнитопьезорезистивный эффект, магнитооптический, магнитодиэлектрический, магнитоакустический эффект, пьезоэлектрический эффект. Часть свойств была представлена на 17-й международной плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям [4]. Предыдущее наше исследование было посвящено исследованию магнитореологического эффекта в МАЭ с пермалоевым наполнителем [5].

Работа посвящена исследованию электропроводности материала в магнитном поле.

*Получение магнитоактивного эластомера*

МАЭ получали смешением компонентов силиконового эластомера марки СИЭЛ с порошком магнитных электропроводящих наполнителей. В качестве наполнителей использовали порошок карбонильного железа, порошок железа, покрытый никелем, карбонильный никель и пермаллой Fe/Ni (массовое соотношение компонентов 75/25%) [5]. Процесс диспергирования порошков проводили в трехвалковой диспергирующей машине, в которой смесь порошков с компонентом силиконового эластомера растиралась между волками, вращающихся навстречу друг другу с разной скоростью. В качестве полимерной матрицы был использован силиконовый эластомер марки СИЭЛ-254 производства ГНИИХТЭОС состоящий из двух компонентов. После смешения двух компонентов и нагревания системы свыше 100 град начинается процесс полимеризации [6]. Образцы МАЭ диаметром 20 мм, толщиной 2 мм, помещались между двумя пластинами фольгированного гетинакса. Для обеспечения контакта эластомер–пластина, поверхность эластомера покрыта порошком никеля, что обеспечивает устойчивый контакт эластомера со всей поверхностью медной пластины. Например, при одинаковой силе прижатия пластины к эластомеру для композиции без покрытия МАЭ порошком никеля сопротивление сборки составляло 40 Мом, а с покрытием – 4 Мом. Конечно, основной вклад в сопротивление вносит сам МАЭ.

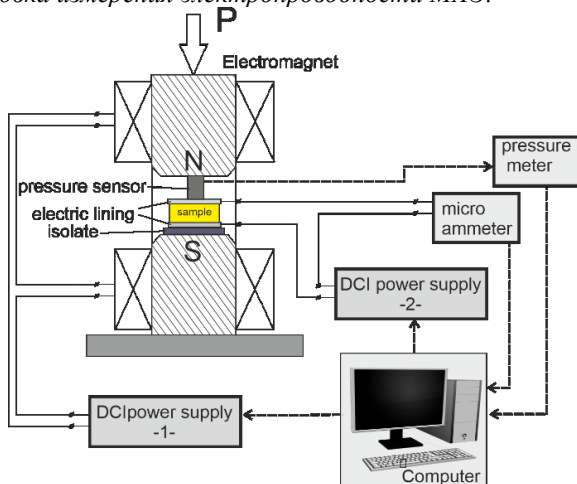
*Установка измерения электропроводности МАЭ.*

Рис. 1. Установка измерения электропроводности образцов магнитоактивных эластомеров в магнитном поле. 1- источник напряжения для управления током электромагнита. 2 – источник напряжения подаваемого на испытываемый образец

Как видно из рисунка, образец МАЭ находится между двумя электропроводящими пластинчатыми контактами и помещен в поле электромагнита. Образец также можно испытывать, прикладывая к нему гидростатическое давление. Электрические контакты образца соединены в последовательную цепь с источником напряжения и микроамперметром, рабочие параметры которых заведены на компьютер через АЦП-преобразователь. Измерительный стенд работает следующим образом. С компьютера через блок питания (1) задается ток и соответствующее магнитное поле на образце. Через блок питания (2) задается напряжение которое непрерывно изменяется каждые 3 секунды при этом через микроамперметр снимается и записывается значения тока. После этого строится вольтамперная характеристика материала.

*Экспериментальные результаты и обсуждение.*

Для образца с пермалловым наполнителем с концентрацией 75% масс, проведено исследование по зависимости тока от напряжения проходящего через образец. Как видно из рисунка 2а, зависимость тока от напряжения имеет не линейный, экспоненциальный характер. Соответственно, формальное изменение удельного сопротивления образца представлено на рис 2б, и тоже носит экспоненциальный характер. Эта зависимость в высокой степени точности аппроксимируется экспоненциальной зависимостью на рис. 2б.

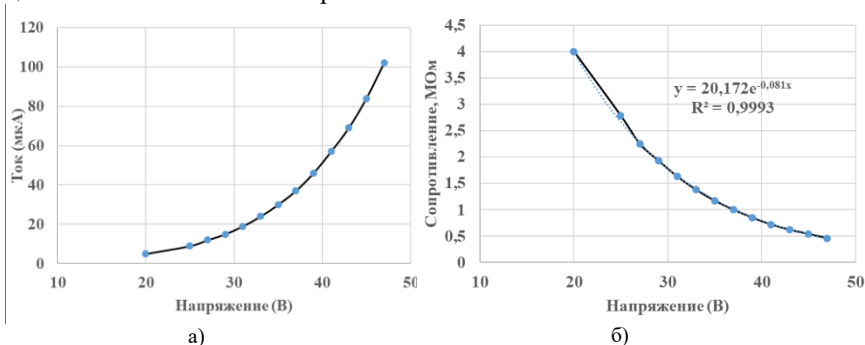


Рис. 2. а) Зависимость тока от напряжения и б) зависимость сопротивления от напряжения для образца пермаллой

Данная экспоненциальная зависимость указывает на то, что сопротивление образца изменяется от напряжения приложенного к образцу. Такой характер зависимости характерен для материалов или проводящих конструкций в которых процесс переноса электрона протекает по механизму туннелирования. Такой механизм описан в ряде публикаций [7, 8]. Интересно, что в МА-эластомерах параметры проводимости

и параметры туннелирования можно изменять под действием магнитного поля, как показано на рис. 3.

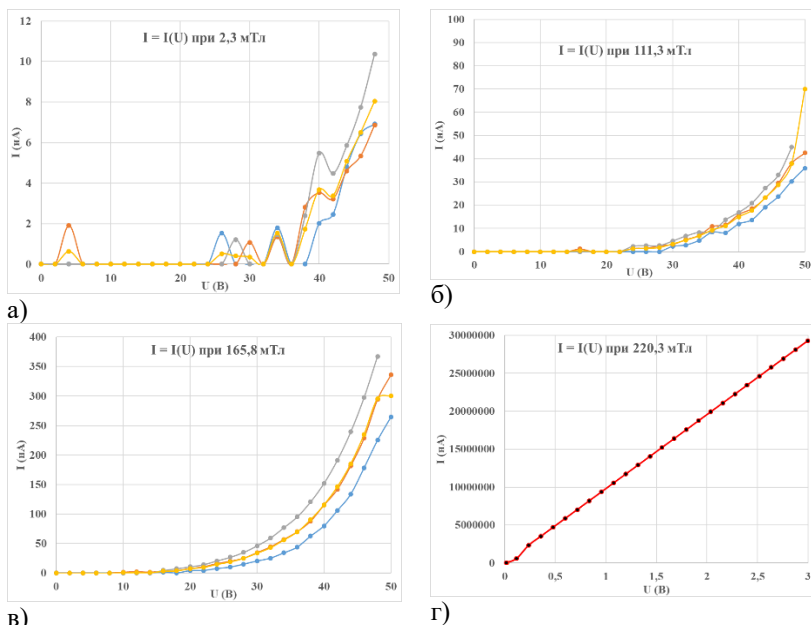


Рис 3. Зависимость тока от напряжения протекающего через образец для образца, наполненного карбонильным никелем с концентрацией 60%

Как видно из рис. 3а вследствие невысокой концентрации электропроводящего наполнителя, проводимость материала очень мала и фиксируется на уровне фона прибора, который принят на уровне 4нА. Хотя по мере увеличения напряжения до 50В начинает фиксироваться электрический ток протекающий через образец. При увеличении магнитного поля, приложенного к образцу, вследствие внутреннего структурирования магнитного наполнителя, проводимость образца возрастает (рис. 3б, поле 111 мТл и рис 3в, поле 166 мТл). Мы видим, что под действием магнитного поля проводимость возросла в 10 (рис. 3б) и в 100 раз (рис. 3в). При этом зависимость тока от напряжения носит экспоненциальный характер, что указывает на механизм туннелирования в механизме электропроводности образца. При дальнейшем повышении магнитного поля выше некоего Нк, наступает значительный скачок в проводимости. Частицы практически полностью объединяются в цепеподобные структуры и ток протекает через плотные контакты между частицами никеля (рис. 3г). Ток возрос, а сопротивление упало

примерно в 100 миллионов раз и зависимость тока от напряжения стала линейной, т.е. подчиняется закону Ома.

Механизм структурирования и изменения электропроводности.

На рис. 4 схематически показан эффект изменение электропроводности материала при приложении магнитного поля.



Рис. 4 механизм изменение электропроводности под действием магнитного поля на образец. Поле приложено в направлении протекания тока

Например, вначале при невысокой концентрации магнитного электропроводящего наполнителя материал является практически изолятором. Приборы практически не фиксируют ток при заданных размерах образца и заданном перепаде напряжения на образце (состояние  $H=0$  проводимость низкая, рис. 3а). При приложении магнитного поля к образцу частицы наполнителя начинают намагничиваться и начинают притягиваться друг к другу вследствие диполь-дипольного взаимодействия.

Если матрица достаточно эластичная, а намагниченность частиц достаточно велика, то частицы начинают ограниченно перемещаться внутри полимерной матрицы образуя цепеобразные структуры, направленные вдоль магнитного поля [9]. Расстояние между частицами уменьшается и образец начинает проводить электрический ток (состояние  $H_1 \leq H \leq H_k$ , рис. 3б, 3с). В этом состоянии, когда цепи частично сформировались и между частицами, при их неполном контакте, возможен эффект туннельной проводимости. В этом состоянии ток зависит от приложенного напряжения. Зависимость тока от напряжения носит экспоненциальный характер, что характерно для эффекта тунелирования электрона через изолятор. При дальнейшем приложения напряжения, образуются жёсткие цепеобразные структуры, в которых наблюдается плотный контакт между электропроводящими частицами поверхностью медных подводящих контактов к магнитному эластомеру. При этом проводимость материала резко возрастает, а сама вольт-

амперная характеристика становится линейной и подчиняется закону Ома (состояние  $H \geq H_k$ , рис. 3г).

Таким образом, показано, что ток протекает через магнитный эластомер с электропроводящим магнитным наполнителем по механизму туннелирования. Параметры электропроводности материала можно изменять воздействуя на материал магнитным полем.

*Благодарность.*

*Работа представлена при поддержке гранта РФФИ 19-53-12039 и Grant Во 3343/2-1 within SPP1681 and PAK907.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Ginder, M. Nichols, L.D. Elie, W. Sterwart Patent US5816587 (1998)
2. J.M.Ginder, et al., J. Intell. Mater. Sys. Struct. 7, (1996),613.
3. M.R.Jolly, J.D.Carlson, B.C. Munoz T.A. J.Intell. Mater. Sys. Struct. 7, (1996) p.613
4. Г.В. Степанов, Е.Ю. Крамаренко. Двенадцать свойств магнитоактивного эластомера. 17-я международная плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям // Сборник научных трудов. 2016, С. 187-197.
5. Степанов Г.В., Борин Д.Ю., Крамаренко Е.Ю., Стороженко П.А. Магнитореологические свойства магнитоактивного эластомера с пермалоевым наполнителем. 18-я международная плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям // Сборник научных трудов. 2018.
6. G. V. Stepanov, D. Yu. Borin, E. Yu. Kramarenko, V. V. Bogdanov, D. A. Semerenko, and P. A. Storozhenko. Magnetoactive Elastomer Based on Magnetically Hard Filler: Synthesis and Study of Viscoelastic and Damping Properties. Polymer Science Series A 56(5): (2014) 603-613 DOI: 10.1134/S0965545X14050149
7. Thostenson E.T., Chou T.W. Dominant role of tunneling resistance in the electrical conductivity of carbon nanotube-based composites. Appl. Phys. Lett. 2007;91:223114:1–223114:3.
8. Simmons John G. Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film // J. Appl. Phys. 34, 1793 (1963); doi: 10.1063/1.1702682
9. Stepanov G V, Borin D.Yu., Raikher Yu L, Melenev P.V., Perov N. S. Motion of ferro-particles inside the polymeric matrix in magnetoactive elastomers // J. Phys.: Condens. Matter – 2008. – V.20. 204121.(6pp)

## ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МОДЕЛИ ФЕРРОНЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА С ВЕКТОРНЫМ ПАРАМЕТРОМ ПОРЯДКА

**Халилов Т.И., Макаров Д.В.**

ФГБОУ ВО «Пермский государственный национальный исследовательский университет», г. Пермь, Российская Федерация,  
614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15  
E-mail: dmakarov@psu.ru

**Аннотация.** Исследован фазовый переход изотропная магнитная жидкость – ферронематик в рамках теории Ландау – де Жена. Рассматривается некомпенсированный ферронематический жидкий кристалл, обладающий намагниченностью в отсутствие внешнего магнитного поля. Получены температурные зависимости параметров порядка в модели одноосного ферронематика с векторным параметром порядка для магнитной подсистемы. Предсказан каскад температурных фазовых переходов различного типа.

**Ключевые слова:** ферронематический жидкий кристалл, фазовый переход, теория Ландау – де Жена

## PHASE TRANSITIONS IN A FERRONEMATIC LIQUID CRYSTAL MODEL WITH VECTOR ORDER PARAMETER

**Khalilov T.I., Makarov D.V.**

Perm State University, Perm, Russian Federation,  
E-mail: dmakarov@psu.ru

**Annotation.** An isotropic magnetic fluid – ferronematic phase transition in the framework of the Landau – de Gennes theory is investigated. We consider an uncompensated ferronematic liquid crystal that is magnetized in the absence of an external magnetic field. The temperature dependences of the order parameters in the uniaxial ferronematic model with a vector order parameter for the magnetic subsystem are obtained. A cascade of temperature phase transitions of various types is predicted.

**Key words:** ferronematic liquid crystal, phase transition, Landau – de Gennes theory



ХАЛИЛОВ Тимур Игоревич, студент 3 курса Пермского государственного национального исследовательского университета физического факультета направления «Прикладные математика и физика». Области научных интересов: физика суспензий магнитных частиц в жидких кристаллах, физика жидких кристаллов.



МАКАРОВ Дмитрий Владимирович окончил Пермский госуниверситет в 2006 году. В 2010 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Ориентационные переходы в ферронематических жидких кристаллах». В настоящее время является заведующим кафедрой физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета.

Впервые континуальная теория суспензий магнитных частиц на основе нематических жидких кристаллах (НЖК), называемых ферронематическими жидкими кристаллами, или ферронематиками (ФН), была предложена Брошар и де Женом в работе [1]. В основе этой теории лежит модифицированный термодинамический потенциал жидкого кристалла, учитывающий внедрение магнитной примеси в НЖК-матрицу. В настоящей работе для описания температурных фазовых переходов воспользуемся теорией Ландау – де Жена [2–3], в которой термодинамический потенциал (свободная энергия) ферронематика вблизи точки перехода из упорядоченной фазы в неупорядоченную представляет собой ряд по инвариантам параметров порядка. Ориентацию жидкокристаллической матрицы будем описывать с помощью одноосного бесследового тензора (тензорный параметр порядка ЖК подсистемы), который определён через компоненты директора  $\mathbf{n}$  следующим образом:

$$\eta_{ik} = \sqrt{\frac{3}{2}} \eta (n_i n_k - \frac{1}{3} \delta_{ik}), \quad (1)$$

где скалярный параметр порядка  $\eta$  характеризует упорядочение нематической матрицы вдоль выделенного направления – направления директора  $\mathbf{n}$ . Значение  $\eta = 0$  соответствует изотропной фазе, а  $\eta \neq 0$  характеризуют одноосную упорядоченную фазу. Степень порядка магнитной подсистемы будем характеризовать вектором намагничённости  $\mathbf{M}$  (векторный параметр порядка магнитной подсистемы); значение  $\mathbf{M} = 0$  отвечает суперпарамагнитной фазе, а  $\mathbf{M} \neq 0$  – ферронематической фазе.

Следуя идеи Ландау, плотность свободной энергии ферронематика в виде ряда по инвариантам параметров порядка  $\eta_{ik}$  и  $M_i$  в четвертом порядке разложения можно представить следующим образом [4]:

$$F = F_0 + \frac{A}{2} \eta_{ik}^2 - \frac{B}{3!} \eta_{ik} \eta_{kl} \eta_{li} + \frac{C}{4!} (\eta_{ik}^2)^2 + \frac{\alpha}{2} M_i^2 + \frac{\beta}{4!} (M_i^2)^2 + \frac{\delta_1}{2} \eta_{ik} M_i M_k + \frac{\delta_2}{4} \eta_{ik}^2 M_j^2 + \frac{\delta_3}{4} \eta_{ik} \eta_{kl} M_i M_l + \dots \quad (2)$$



здесь  $F_0 = F(\eta_{ik} = 0, \mathbf{M} = 0)$  – плотность свободной энергии изотропной фазы, кроме того, предполагается суммирование по повторяющимся тензорным индексам. Как и в классической теории Ландау – де Жена [2–3], коэффициент  $A = A_0(T - T_*)$ , где  $T_*$  – температура абсолютной неустойчивости изотропной фазы относительно перехода в упорядоченную фазу, В отличие от работы [4], мы будем считать, что переход в ферромагнитное состояние системы магнитных моментов в изотропной матрице в области температур существования жидкого состояния, не происходит, соответственно  $\alpha$  и остальные феноменологические коэффициенты считаются независимыми от  $T$ . Предполагается, что  $B > 0$ ,  $C > 0$ ,  $\beta > 0$  – это обеспечивает устойчивость относительно роста  $\eta_{ik}$  и  $\mathbf{M}$ , а также переход в ЖК фазу с упорядочением типа «легкая ось».

Вычисляя с помощью (1) инварианты параметров порядка тензора ориентации и намагниченности, получаем

$$F = \frac{A}{2} \eta^2 - \frac{B}{3! \sqrt{6}} \eta^3 + \frac{C}{4!} \eta^4 + \frac{\alpha}{2} M^2 + \frac{\beta}{4!} M^4 + \frac{\delta_1}{2\sqrt{6}} \eta M^2 (3 \cos^2 \psi - 1) + \frac{\delta_2}{4} \eta^2 M^2 + \frac{\delta_3}{4!} \eta^2 M^2 (3 \cos^2 \psi + 1). \quad (3)$$

где  $\psi$  – угол между векторами  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{M}$ ,  $M$  – модуль вектора намагниченности; здесь и в дальнейшем величина  $F$  для удобства отсчитывается от плотности свободной энергии изотропной фазы  $F_0$ .

Равновесные значения параметров порядка  $\eta$  и  $M$  определяются из условия минимума плотности свободной энергии (3). Полное решение получившейся системы уравнений будет иметь довольно громоздкий вид, который сложно подвергнуть анализу – это связано с некоторой свободой в значениях неизвестных феноменологических коэффициентов. Угловая переменная  $\psi$  не является, очевидно, равноправной с переменными  $\eta$  и  $M$ , из условий ориентационного равновесия следует, что при одновременном существовании ненулевых векторов  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{M}$  угол  $\psi$  может принимать значения 0 или  $\pi/2$ . В этом случае свободную энергию (3) можно записать

$$F = \frac{A}{2} \eta^2 - \frac{B}{3! \sqrt{6}} \eta^3 + \frac{C}{4!} \eta^4 + \frac{\alpha}{2} M^2 + \frac{\beta}{4!} M^4 + \frac{\gamma}{\sqrt{6}} \eta M^2 + \frac{\lambda}{12} \eta^2 M^2, \quad (4)$$

где

$$\gamma = \begin{cases} \delta_1, \psi = 0 \\ -\frac{1}{2}\delta_1, \psi = \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad \lambda = \begin{cases} 3\delta_2 + 2\delta_3, \psi = 0 \\ 3\delta_2 + \frac{1}{4}\delta_3, \psi = \frac{\pi}{2} \end{cases}$$

Для удобства дальнейшего теоретического анализа введём параметры порядка жидкокристаллической системы  $\zeta_\eta$ ,  $\zeta_M$  и безразмерную температуру  $t$  соотношениями

$$\eta = \frac{4B}{C\sqrt{6}}\zeta_\eta, \quad M^2 = \frac{12\alpha}{\beta}\zeta_M^2, \quad t = \frac{18AC}{B^2},$$

тогда выражение (4) принимает вид

$$\tilde{F} = \frac{27C^3}{8B^4}F = \frac{t}{4}\zeta_\eta^2 - \zeta_\eta^3 + \zeta_\eta^4 + a_1(\zeta_M^2 + \zeta_M^4) + a_2\zeta_\eta\zeta_M^2 + a_3\zeta_\eta^2\zeta_M^2, \quad (5)$$

где введены параметры

$$a_1 = \frac{81C^3\alpha^2}{4B^4\beta}, \quad a_2 = \frac{27C^2\gamma\alpha}{B^3\beta}, \quad a_3 = \frac{9C\lambda\alpha}{B^2\beta}. \quad (6)$$

Минимизация  $\tilde{F}$  по новым переменным  $\zeta_\eta$  и  $\zeta_M$  дает:

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{F}}{\partial \zeta_\eta} = \frac{t}{2}\zeta_\eta - 3\zeta_\eta^2 + 4\zeta_\eta^3 + a_2\zeta_M^2 + 2a_3\zeta_\eta\zeta_M^2 = 0 \\ \frac{\partial \tilde{F}}{\partial \zeta_M} = a_1(2\zeta_M + 4\zeta_M^3) + 2a_2\zeta_\eta\zeta_M + 2a_3\zeta_\eta^2\zeta_M = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Анализ полученной системы приводит к соотношению между коэффициентами (6), при которых возможна реализация ФН фазы:  $a_2^2 > 4a_1a_3$ .

Результаты численного решения системы уравнений (7) для различных значений параметров  $a_1$ ,  $a_2$  и  $a_3$  представлены на рис. 1–3.

Из рис. 1 видно, что при высоких температурах ФН изотропен ( $\zeta_\eta = 0$ ,  $\zeta_M = 0$ ). С понижением температуры при  $t = 1$  сначала возникает жидкокристаллический порядок, причем параметр порядка  $\zeta_\eta$  меняется скачком, что соответствует фазовому переходу 1-го рода. Как и в случае беспримесного НЖК, зависимость  $\zeta_\eta(t)$  неоднозначна, а

минимуму свободной энергии отвечает «верхняя» ветвь решения, описывающая упорядочение типа «лёгкая ось». Ниже точки фазового перехода нематик – изотропная жидкость возникает магнитное упорядочение, а также появляется новая ветвь решения для нематического порядка, соответствующая ферронематической фазе, которая является более устойчивой на всём интервале температур, где данное решение реализуется. Отметим, что такое решение имеет большую степень упорядоченности. Таким образом, рассматриваемая модель ФН допускает двухступенчатый фазовый переход сначала 1-го рода из изотропной жидкости в суперпарамагнитный нематик, а затем последующий переход 2-го рода в ферромагнитный нематик.

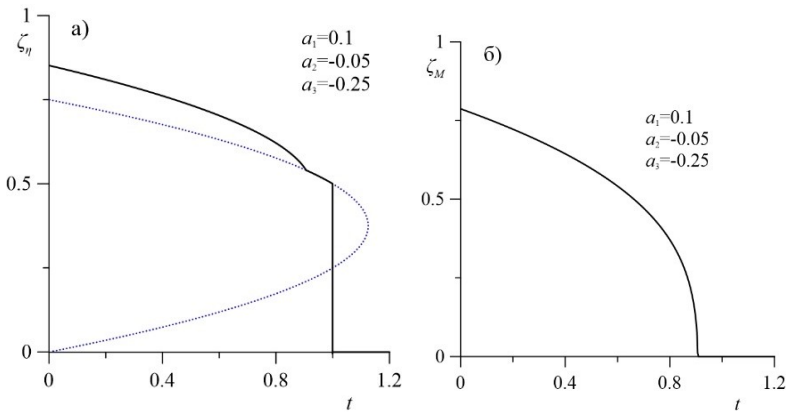


Рис. 1. Температурные зависимости а) параметра порядка  $\zeta_\eta$  ЖК подсистемы, б) параметра порядка  $\zeta_M$  магнитной подсистемы для  $a_1 = 0.1$ ,  $a_2 = -0.05$  и  $a_3 = -0.25$ ; синяя пунктирная линия – неустойчивое решение, сплошная линия – устойчивое решение

При уменьшении параметра  $a_3$  возможна ситуация, когда двухступенчатый характер фазового перехода исчезает. Как видно из рис. 2, переход из изотропной фазы происходит сразу в ферронематическую фазу, сопровождаясь скачком параметра порядка, т.е. по типу фазового перехода 1-го рода.

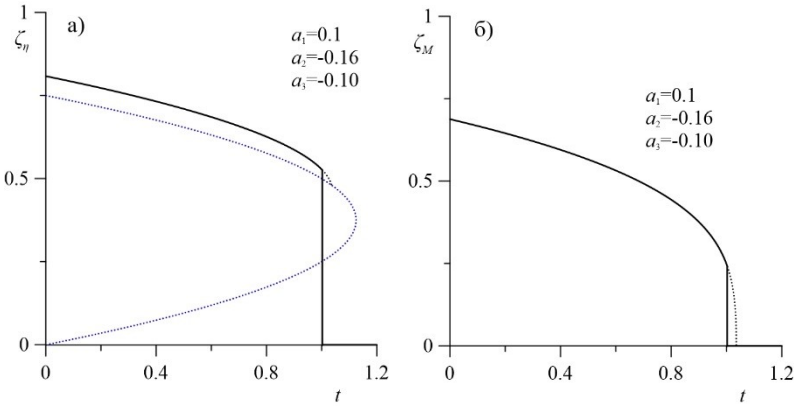


Рис. 2. Температурные зависимости а) параметра порядка  $\zeta_\eta$  ЖК подсистемы, б) параметра порядка  $\zeta_M$  магнитной подсистемы для  $a_1 = 0.1$ ,  $a_2 = -0.16$  и  $a_3 = -0.1$ ; пунктирная линия – неустойчивое решение, сплошная линия – устойчивое решение

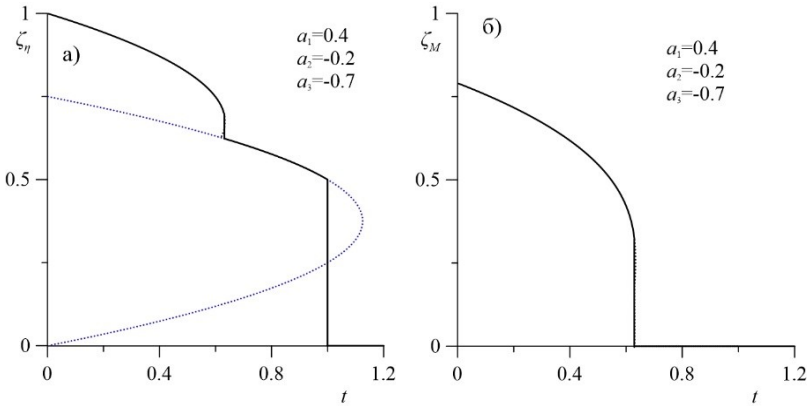


Рис. 3. Температурные зависимости а) параметра порядка  $\zeta_\eta$  ЖК подсистемы, б) параметра порядка  $\zeta_M$  магнитной подсистемы для  $a_1 = 0.4$ ,  $a_2 = -0.2$  и  $a_3 = -0.7$ ; пунктирная линия – неустойчивое решение, сплошная линия – устойчивое решение

При увеличении абсолютных значений параметров  $a_1$ ,  $a_2$  и  $a_3$  реализуется ситуация, когда переход в ферронематическую фазу меняет род (проходит через трикритическую точку) до появления нематиче-

ского порядка. В этом случае при понижении температуры из изотропной фазы суспензия претерпевает два последовательных перехода 1-го рода (рис. 3). Сначала происходит переход из изотропной фазы в нематическую фазу, а затем последующий переход из нематической фазы в ферронематическую фазу, т.е. возникает двухступенчатый фазовый переход 1-го рода.

*Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ в рамках научного проекта 19-02-00231.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brochard F., de Gennes P. G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // J. Phys. (France). 1970. Vol. 31. P. 691–708.
2. Клеман М., Лаврентович О. Д. Основы физики частично упорядоченных сред / Пер. с англ. под ред. С. А. Пикина, В. Е. Дмитриенко. М.: Физматлит, 2007, 680 с.
3. Stephen J., Straley P. Physics of liquid crystals. // Rev. Mod. Phys. 1974. Vol. 46. No 4. P.617–704.
4. Pleiner H., Jarkova E., Muller H.-W., Brand H. R. // Magnetohydrodynamics. 2001. Vol. 37. P. 254–260.

## МАГНИТНЫЕ И ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В КОМПЕНСИРОВАННОМ ФЕРРОХОЛЕСТЕРИКЕ

**Новиков А.А., Макаров Д.В.**

Пермский государственный национальный исследовательский  
университет, Пермь, Российская Федерация,  
614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15  
E-mail: novikov21s@yandex.ru

**Аннотация.** В рамках континуальной теории изучаются индуцированные магнитным полем деформации спиральной структуры феррохолестерического жидкого кристалла. Рассматривается случай компенсированной суспензии, т.е. в отсутствие поля имеются равные доли примеси с противоположно направленными друг другу магнитными моментами. Сцепление между магнитными частицами и ЖК-матрицей полагается мягким и гомеотропным. Исследовано раскручивание жидкокристаллической и магнитной структуры феррохолестерика в слабых магнитных полях. Показано, что различие между ними существенно при мягком сцеплении и наличии сегрегации. Получены выражения для средней намагниченности и начальной восприимчивости феррохолестерика.

**Ключевые слова:** магнитная суспензия, холестерический жидкий кристалл, компенсированный феррохолестерик, магнитное поле.

## MAGNETIC FIELD INFLUENCE ON THE SPIRAL STRUCTURE OF FERROCHOLESTERIC LIQUID CRYSTAL

**Novikov A.A., Makarov D.V.**

Perm State University, Perm, Russian Federation,  
E-mail: novikov21s@yandex.ru

**Annotation.** In the framework of the continuum theory the magnetic field induced deformations of the helical structure of a ferrocholesteric liquid crystal are studied. The case of a compensated suspension is considered, i.e. in the absence of a field, there are equal parts of admixture with magnetic moments oppositely directed to each other. The anchoring between the magnetic particles and the LC matrix is assumed to be soft and homeotropic. The unwinding of the liquid crystal and magnetic structure of ferrocholesteric in weak magnetic fields is investigated. It is shown that the difference is significant with soft anchoring and the presence of segregation. We obtained expressions for the average magnetization and initial susceptibility of a ferrocholesteric.

**Key words:** magnetic suspension, cholesteric liquid crystal, compensated ferrocholesteric, magnetic field.



НОВИКОВ Александр Алексеевич окончил Пермский государственный университет в 2017 году. Аспирант кафедры физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета. Области научных интересов: физика суспензий магнитных частиц в жидких кристаллах, физика жидких кристаллов.



МАКАРОВ Дмитрий Владимирович окончил Пермский госуниверситет в 2006 году. В 2010 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Ориентационные переходы в ферронематических жидких кристаллах». В настоящее время является заведующим кафедрой физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета.

Объектом исследования являются суспензии магнитных наночастиц на основе холестерических жидких кристаллов (ХЖК), называемых феррохолестериками (ФХ). В работе рассматривается магнитокомпенсированная суспензия, в которой в отсутствие магнитного поля равны объемные доли  $f_+ = f_- = \bar{f}/2$  частиц с антипараллельными друг другу магнитными моментами  $\boldsymbol{\mu}_+ = M_s v \mathbf{m}$  и  $\boldsymbol{\mu}_- = -M_s v \mathbf{m}$ , здесь  $\bar{f} = Nv/V$  – средняя объемная доля частиц в суспензии,  $N$  – число частиц в суспензии,  $v$  – объем частицы,  $V$  – объем ФХ,  $M_s$  – намагниченность насыщения материала феррочастиц. Предполагается, что доля магнитной примеси  $\bar{f} \ll 1$ , это позволяет пренебречь магнитными диполь-дипольными взаимодействиями в суспензии.

Приложим магнитное поле  $\mathbf{H} = (0, H, 0)$  перпендикулярно оси  $z$  спиральной структуры ФХ. Феррохолестерик обладает двумя механизмами взаимодействия с магнитным полем: дипольным (влияние магнитного поля на феррочастицы) и квадрупольным (влияние поля на диамагнитную ХЖК матрицу). Сцепление между молекулами ХЖК-матрицы и наночастицами предполагается мягким и гомеотропным, т. е. частицы внедрены в ХЖК так, что их главные оси перпендикулярны директору  $\mathbf{n}$ . Диамагнитную анизотропию ХЖК  $\chi_a$  будем считать положительной, поэтому директор стремится повернуться в направлении поля, что приводит к конкуренции дипольного и квадрупольного механизмов воздействия поля на ФХ.

Деформация ориентационной структуры ФХ будем описывать в рамках континуальной теории [1–3], в которой свободная энергия

$$\begin{aligned}
 F &= \iiint (F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5) dV, \quad (1) \\
 F_1 &= \frac{1}{2} \left[ K_{11} (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n} + q_0)^2 + K_{33} (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 \right], \\
 F_2 &= -\frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2, \quad F_3 = -M_s (f_+ - f_-) (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}), \\
 F_4 &= -\frac{W}{d} (f_+ + f_-) (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})^2, \quad F_5 = \frac{k_B T}{v} (f_+ \ln f_+ + f_- \ln f_-),
 \end{aligned}$$

где  $K_{11}$ ,  $K_{22}$ ,  $K_{33}$  – упругие модули Франка,  $q_0$  – волновое число спирали ХЖК,  $\mathbf{n}$  – директор ХЖК,  $\mathbf{m}$  – единичный вектор намагниченности суспензии,  $d$  – поперечный диаметр частицы,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура.

Выбирая в качестве единицы длины  $q_0^{-1}$  (безразмерная координата  $\tilde{z} = zq_0$ ), определим следующие безразмерные величины [2]:

$$h = \frac{H}{q_0 \sqrt{K_{22} / \chi_a}}, \quad \xi = \frac{M_s \bar{f}}{q_0 \sqrt{K_{22} \chi_a}}, \quad \sigma = \frac{W \bar{f}}{q_0^2 K_{22} d}, \quad \kappa = \frac{k_B T \bar{f}}{q_0^2 K_{22} v}. \quad (2)$$

Здесь  $h$  – безразмерная напряженность поля, измеренная в единицах поля перехода в чистом ХЖК. Параметр  $\xi$  характеризует относительную роль дипольного и квадрупольного механизмов влияния поля на ФХ (при больших  $\xi$  преобладает дипольный механизм, при малых – квадрупольный),  $\sigma$  характеризует энергию сцепления частиц примеси с ХЖК-матрицей,  $\kappa$  отвечает за сегрегационный эффект (при больших  $\kappa$  сегрегация несущественна).

Минимизация свободной энергии (1) приводит к системе уравнений, полученной в [4]

$$\frac{\xi h}{\sigma} \tanh\left(\frac{\xi h}{\kappa} \cos \psi\right) \sin \psi - \sin 2(\varphi - \psi) = 0, \quad (3)$$

$$\tilde{p} = \int_0^{2\pi} A^{-1/2}(\varphi, \psi) d\varphi, \quad \int_0^{2\pi} A^{1/2}(\varphi, \psi) d\varphi = 2\pi, \quad (4)$$

где введена функция

$$A(\varphi, \psi) = C - h^2 \sin^2 \varphi - \frac{2\kappa(f_+ + f_-)}{\bar{f}}, \quad (5)$$

а также концентрации частиц в магнитных подсистемах

$$f_{\pm}(z) = Q \bar{f} \exp\left\{\pm \frac{\xi h}{\kappa} \cos \psi(z) - \frac{\sigma}{\kappa} \sin^2[\varphi(z) - \psi(z)]\right\}. \quad (6)$$



Здесь  $\varphi(z)$ ,  $\psi(z)$  – это углы ориентации директора  $\mathbf{n}$  и ед. вектора намагниченности  $\mathbf{m}$ ,  $\tilde{p} = pq_0$  – безразмерный шаг спирали холестерической структуры. Множитель  $Q$  определяется условием

$$\int (\mathcal{f}_+ + \mathcal{f}_-) dV = N\nu. \quad (7)$$

В отсутствие поля  $h=0$  уравнения (3) – (6) имеют решение  $\varphi = \psi = \tilde{z}$ ,  $\mathcal{f}_+ = \mathcal{f}_- = \bar{f}/2$ , т. е. директор и единичный вектор намагниченности закручены вокруг оси спирали  $z$  с шагом  $\tilde{p}_0 = 2\pi$ .

В слабых полях получаем следующие аналитические решения уравнений (3)–(7)

$$\begin{aligned} \varphi(\tilde{z}) &= \tilde{z} + \left(1 - \frac{\xi^2}{\kappa}\right) \frac{h^2}{8} \sin(2\tilde{z}), \\ \psi(\tilde{z}) &= \tilde{z} + \left(1 - \frac{\xi^2}{\kappa} - \frac{2\xi^2}{\kappa\sigma}\right) \frac{h^2}{8} \sin(2\tilde{z}), \\ \mathcal{f}_{\pm}(\tilde{z}) &= \frac{\bar{f}}{2} \left(1 \pm \frac{\xi h}{\kappa} \cos(\tilde{z})\right). \end{aligned} \quad (8)$$

Интересной особенностью ФХ с мягким сцеплением частиц с матрицей является различие шагов спиральных структур ориентационной  $\mathbf{n}$  и магнитной  $\mathbf{m}$  подсистем на начальном этапе раскручивания, т. е. в слабых полях. В самом деле, согласно (8), разность углов поворота директора и намагниченности

$$\varphi - \psi = \frac{\xi^2 h^2}{4\kappa\sigma} \sin(2\tilde{z}) + \dots \quad (9)$$

Таким образом, в отсутствие поля директор и намагниченность ортогональны (гомеотропное сцепление,  $\varphi = \psi = \tilde{z}$ ), но уже в слабом поле появляется периодическое отклонение от перпендикулярной ориентации этих векторов.

Для шага спирали ХЖК-матрицы  $\tilde{p} = pq_0$  и шага магнитной структуры  $\tilde{p}_m = P_m q_0$  с учетом (8) в слабом магнитном поле имеем:

$$\tilde{p} = \int_0^{\tilde{p}} d\tilde{z} = \int_0^{2\pi} \frac{\partial \tilde{z}}{\partial \varphi} d\varphi \approx \int_0^{2\pi} \frac{\partial \tilde{z}}{\partial \varphi} d\tilde{z}, \quad \tilde{p}_m = \int_0^{\tilde{p}_m} d\tilde{z} = \int_0^{2\pi} \frac{\partial \tilde{z}}{\partial \psi} d\psi \approx \int_0^{2\pi} \frac{\partial \tilde{z}}{\partial \psi} d\tilde{z}, \quad (10)$$

откуда получаем шаг спиральной ХЖК структуры

$$\frac{\tilde{p}}{\tilde{p}_0} = 1 + \frac{h^4}{32} \left(1 - \frac{\xi^2}{\kappa}\right)^2 + \dots \quad (11)$$

и шаг магнитной спирали

$$\frac{\tilde{p}_m}{\tilde{p}_0} = 1 + \frac{h^4}{32} \left(1 - \frac{\xi^2}{\kappa}\right)^2 + \frac{h^4 \xi^2}{8\kappa\sigma} \left(\frac{\xi^2}{\kappa} - 1 + \frac{\xi^2}{\kappa\sigma}\right) + \dots \quad (12)$$

здесь  $\tilde{p}_0 = 2\pi$  – шаг спирали в отсутствие магнитного поля.

Из формулы (11) видно, что с ростом напряженности поля шаг спирали увеличивается пропорционально  $h^4$ , как и в чистом холестерике, помещенном в слабое статическое магнитное поле, перпендикулярное оси спирали [1]. Заметим также, что в намагниченном ФХ (жидкокристаллический аналог геликоидального ферромагнетика) шаг спирали ХЖК в слабых полях растет быстрее ( $\tilde{p} - \tilde{p}_0 \sim h^2$  [5, 6]), чем в компенсированном ФХ (11). Это связано с тем, что в компенсированном ФХ в отсутствие поля имеются равные доли частиц с магнитными моментами, направленными параллельно и антипараллельно единичному вектору намагниченности  $\mathbf{m}$ .

Сравнение выражений (11) и (12) показывает, что различие между ними оказывается довольно существенным при мягком сцеплении (конечные  $\sigma$ ) и наличии сегрегации (малые  $\kappa$ ), и исчезает при жестком  $\sigma \gg 1$  сцеплении частиц с матрицей.

Приведенная намагниченность ФХ определяется следующим образом

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{m}(f_+ + f_-)}{f} = 2\mathbf{m}Q \exp\left(-\frac{\sigma \sin^2(\varphi - \psi)}{\kappa}\right) \sinh\left(\frac{\xi h \cos \psi}{\kappa}\right). \quad (13)$$

Используя (8) и (13), получим выражение для средней намагниченности ФХ в слабых полях:

$$\langle M_y \rangle = \frac{\xi}{2\kappa} h - \frac{\xi}{16\kappa^3\sigma} \left[-\kappa\sigma\xi^2 + \kappa^2\sigma - 2\kappa\xi^2 - \sigma\xi^2\right] h^3 + \dots$$

Формула (12) позволяет найти начальную восприимчивость

$$\chi = \frac{\partial \langle M_y \rangle}{\partial H} = \chi_a \frac{\xi^2}{2\kappa} \left[1 - \frac{3}{8\kappa^2\sigma} \left(-\kappa\sigma\xi^2 + \kappa^2\sigma - 2\kappa\xi^2 - \sigma\xi^2\right) h^2 + \dots\right],$$

откуда видно, что восприимчивость феррохолестерика превосходит восприимчивость  $\chi_a$  чистого ХЖК в дипольном режиме ( $\xi^2 \gg 1$ ) или при наличии эффекта сегрегации (малые  $\kappa$ ),

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90183.*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brochard F., de Gennes P. G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // *J. Phys. (France)*. 1970. Vol. 31. P. 691–708.
2. Zakhlevnykh A. N., Sosnin P. A. Ferrocholesteric – ferronematic transition in an external magnetic field // *J. Magn. Magn. Mater.* 1995. Vol. 146. P. 103–110.
3. Zakhlevnykh A. N., Petrov D. A. Orientational bistability and magneto-optical response in compensated ferronematic liquid crystals // *J. Magn. Magn. Mater.* 2016. Vol. 401. P. 188–195.
4. Новиков А. А., Захлевных А. Н. Влияние магнитного поля на спиральную структуру феррохолестерического жидкого кристалла // *Сборник научных трудов XVIII Международной Плесской конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям*. 2018. С. 353–358
5. Zakhlevnykh A., Shavkunov V. Structure of the domain walls in soft ferrocholesterics // *Mol. Cryst. Liq. Cryst. Sci. Technol. Section A*. 1999. Vol. 330. P. 593–599.
6. Zakhlevnykh A. N., Shavkunov V. S. Magnetic properties of ferrocholesterics with soft particle anchoring // *J. Magn. Magn. Mater.* 2000. Vol. 210. P. 279–288.

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА КЛАСТЕРЫ СУПРАКОЛЛОИДНЫХ МАГНИТНЫХ ФИЛАМЕНТОВ

Гупало М.А.<sup>1</sup>, Новак Е.В., В.С. Зверев  
ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет  
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,  
г. Екатеринбург, Российская Федерация,  
620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19  
E-mail: marinakashpyrova@list.ru<sup>1</sup>

**Аннотация.** Данная статья посвящена влиянию приложенного магнитного поля на форму и внутреннюю структуру кластеров, образованных супраколлоидными магнитными полимерами (СМП). Были рассмотрены СМП четырех различных топологии: цепочка, кольцо, X- и Y- структуры. Самая высокая макроскопическая деформация наблюдаются для кластеров, образованных СМП типа цепочка. Самой высокой магнитной восприимчивостью обладают кластеры, состоящие из Y- и X-подобных СМП. Кластеры, из СМП в форме колец, в основном не зависят от напряженности поля, рассматриваемой здесь.

**Ключевые слова:** супраколлоидные магнитные филаменты, ланжевенковская динамика, взаимодействие Штокмайера, магнитное поле, магнитный ответ, намагниченность, внутренняя структура.

## THE IMPACT OF MAGNETIC FIELD ON CUSTERS FORMED BY STOCKMAYER SUPRACOLLOIDAL MAGNETIC FILAMENTS

Guplao M.A.<sup>1</sup>, Novak E.V., Zverev V.S.  
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation,  
E-mail: marinakashpyrova@list.ru<sup>1</sup>

**Abstract.** In this paper, we investigate the influence of an applied magnetic field on the shape and internal structure of clusters formed by Stockmayer supracolloidal magnetic polymers (SMPs). We considered four types of SMPs: chain, ring, X- and Y-structures. It was found that clusters formed by chain-like SMPs had the highest macroscopic deformation. The highest magnetic susceptibility, however, is exhibited by the clusters composed of Y- and X-like SMPs. Clusters formed by ring-like SMPs are basically not affected by the field strengths considered here.

**Key words:** supracolloidal magnetic filaments, Langevin dynamics simulations, Stockmayer interaction, magnetic field, magnetic response, magnetisation, internal structure.



ГУПАЛЮ Марина Александровна в 2020 году окончила магистратуру Института естественных наук и математики Уральского федерального университета по направлению «Математика. Прикладная математика».



ЗВЕРЕВ Владимир Сергеевич в 2013 году защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук по специальности «Математическое моделирование поверхностной диффузии с фронтальной химической реакцией». Область научных интересов: нелинейные уравнения в частных производных, численные и асимптотические методы.



НОВАК Екатерина Владимировна является доцентом кафедры механики и математического моделирования математико-механического факультета Уральского федерального университета. В 2010 г. ею защищена диссертация по теме «Термодинамические и структурные свойства ферроколлоидов» Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами правительства РФФИ, Федерального Агентства по образованию, ИНТАС, грантами Президента РФ для молодых кандидатов наук, грантами УрФУ.

Магнитный полимер, предмет данного исследования, можно рассматривать как аналог полимерных цепей (в супраколлоидном масштабе), где полимеры с магнитными наночастицами служат полимерными мономерами, а «сшивки» играют роль химических связей между ними.

Полимеры вида «щепочка», а также их более топологически сложные аналоги, такие как супраколлоидные магнитные полимерные структуры, СМП, широко исследовались в последние годы [1, 2, 3]. В частности, недавно мы показали, что взаимодействие между центральным ван-дер-ваальсовым притяжением между мономерами СМП и анизотропными магнитными взаимодействиями может привести к поведению, аналогичному наблюдаемому для жидкостей Штокмайера, с той разницей, что структура образующихся кластеров зависит от топологии СМП [4, 5]. Поведение отдельных филаментов в поле было исследовано в нескольких работах [6, 7, 8], однако, как реагируют компактные кластеры СМП, образованные под взаимодействием Штокмайера, на приложенное внешнее магнитное поле пока не изучено.

В данной работе мы исследуем свойства кластеров, состоящих из СМП, под воздействием однородного статического магнитного поля растущей силы, чтобы выяснить, как топология СМП вместе с центральным притяжением влияют на магнитный отклик таких систем.

Каждый СМП состоит из сферических частиц диаметра  $\sigma = 1$ . Их

стерические взаимодействия моделируются с помощью потенциала Леннарда-Джонса. Принимая его энергетическую шкалу за единицу, он может быть записан следующим образом:

$$U_{ij}(r) = 4[r^{-12} - r^{-6}], \quad r > 1 \quad (1)$$

Каждая частица имеет точечный магнитный момент, расположенный в центре. Поэтому любая пара магнитных частиц в СМП взаимодействует посредством обычного парного диполь-дипольного потенциала:

$$U_{dd}(i, j) = \frac{(\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j)}{r^3} - 3 \frac{(\vec{\mu}_i \cdot \vec{r})(\vec{\mu}_j \cdot \vec{r})}{r^5}, \quad (2)$$

где  $\vec{\mu}_i$  и  $\vec{\mu}_j$  – магнитные моменты  $i$  и  $j$  частицы,  $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$  – вектор расстояния между центрами частиц,  $r = |\vec{r}_{ij}|$ .

Для создания СМП мы сшиваем частицы конечно-растяжимым нелинейно-упругим (FENE) потенциалом. Этот потенциал связывания определяется как:

$$U_{FENE}(r, K, r_{max}) = -\frac{K_f}{2} r_{max}^2 \ln \left( 1 - \left( \frac{r}{r_{max}} \right)^2 \right), \quad (3)$$

где  $K$  определяет упругую связь и  $r_{max}$  ее максимальное растяжение. Четыре топологии показаны на рис. 1.

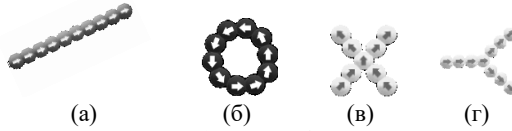


Рис.1. Типы СМП: цепочка (а), кольцо (б), X- (в), Y-структура (г).

Все описанные ниже компьютерные эксперименты были выполнены в программном пакете ESPResSo 3.2.0 в безразмерных единицах, где сила диполь-дипольного взаимодействия определялась квадратом дипольного момента частиц,  $\mu^2 = 5$ . Параметры FENE взаимодействия  $K = 100$ ,  $r_{max} = 1.02$ , что обеспечивает среднее расстояние между центрами частиц  $\sim 1$ . Системы состояли из 512 идентичных СМП с размером либо  $L = 10$  для цепочек, колец и Y- СМП, либо  $L = 9$  для X-структур. Числовая плотность  $\rho = 0.05$ .

Магнитные полимеры были помещены куб с периодическими граничными условиями для моделирования системы в объеме  $V$ . Сначала система была уравновешена при  $T = 4$ , чтобы обеспечить случайное распределение СМП, прежде чем включать магнитные взаимодействия и центральное притяжение. Затем, перед выполнением основных циклов, система была повторно уравновешена при  $T = 1$  в течение  $9 \cdot 10^5$

шагов интегрирования с временным шагом  $\delta t = 5 \cdot 10^{-3}$ . Основной цикл состоял из  $3 \cdot 10^6$  шагов, конфигурации системы были записаны с интервалами в  $10^5$  шагов. Магнитные взаимодействия рассчитывались по алгоритму РЗМ.

Результатом симуляции стала система кластеров, содержащих несколько СМП. Для каждой топологии СМП мы выбрали 50 различных сформированных кластеров, содержащих от 42 до 56 СМП, и установили их в качестве отдельных начальных конфигураций. Для каждого кластера были выполнены компьютерные эксперименты при изменении величины приложенного вдоль оси OZ поля, для моделирования которого использовался потенциал Зеемана:

$$U_z(i) = -(\vec{\mu}_i, \vec{H}). \quad (4)$$

Начнем обсуждение отклика кластера на магнитное поле, рассмотрим рис. 2, где показан общий магнитный момент кластера  $M$ , нормированный на количество мономеров  $N$  и модулю магнитного момента  $\mu$  отдельного мономера.

Видно, что кластеры, образованные цепочками, Y- и X-подобными СМП демонстрируют четкую кривую намагничивания s-формы с медленным начальным линейным ростом, за которым следует крутой рост и область насыщения, в то время как для кластеров, образованных СМП типа кольцо, кривая намагничивания демонстрирует линейный рост в диапазоне  $\alpha < 40$ . Начальный наклон, то есть начальная восприимчивость кластеров, образованных X- и Y-подобными СМП почти в два раза выше, чем у кластеров, состоящих из линейных СМП, и, по крайней мере, в четыре раза выше по сравнению с восприимчивостью кластеров, образованных СМП типа кольцо. Такое различие происходит из-за первоначального расположения диполей. В случаях СМП типа кольцо и цепочка, расположение диполей при нулевом поле таково, что магнитный поток внутри кластеров замкнут [9], тогда как для кластеров, образованных Y- и X-подобными СМП, таким замыканиям мешают топологические ограничения. В результате последние два типа кластеров более охотно реагируют на приложенное магнитное поле.

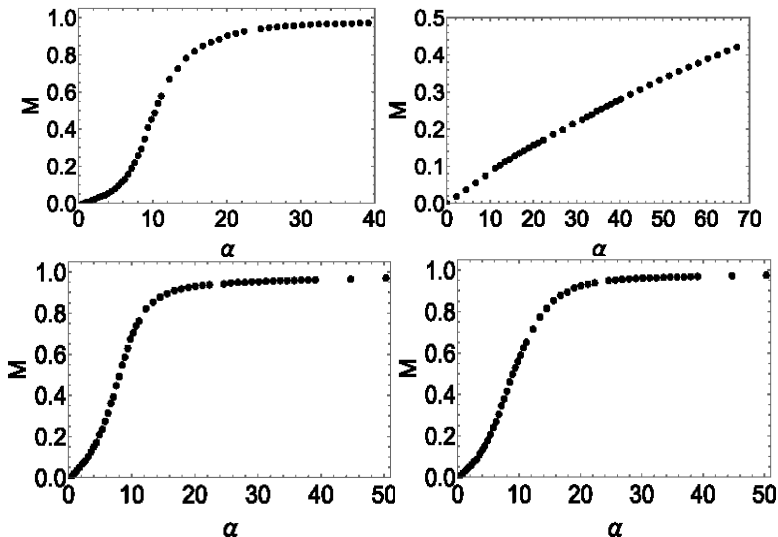


Рис.2. Намагниченность  $M$ , как функция параметра Ланжевена  $\alpha$  для СМП типа (а) цепочка, (б) кольцо, (в) X, (г) Y

Магнитный отклик должен быть связан с изменением формы кластеров. Это подтверждается рис. 3, где изображено относительное удлинение кластеров,  $\Delta z$ , образованных цепочечными (а), кольцеобразными (б), X-образными (в) и Y-образными (г) СМП, вдоль направления поля. Эта величина рассчитывается как разница максимальное растяжения кластера вдоль внешнего поля и в нулевом поле, деленное на значение в нулевом поле. На рис. 3 показан диапазон полей, в которых кластер не разбивается.

Сравнивая относительную деформацию кластеров, образованных цепочечными СМП (рис. 3 (а)), с деформацией кластеров, состоящих из X- и Y-подобных СМП (рис. 3 (в) и (г) соответственно), можно заметить, что их удлинение в поле может достигать  $\Delta z \sim 3.5$ , тогда как для кластеров, состоящих из Y-подобных СМП, этот коэффициент составляет около  $\Delta z \sim 2.5$  и  $\Delta z \sim 2$ , если кластеры образованы X-подобными СМП. Деформация кластера, образованного СМП типа кольцо, остается незначительной.

В настоящем исследовании мы проанализировали влияние приложенного магнитного поля на форму, целостность, магнитный отклик и микроструктуру кластеров, образованных СМП Штокмайера различной топологии.



Как и ожидалось, отклик кластеров, образованных кольцевыми СМП, на поле очень слабый. Наибольшая магнитная восприимчивость у кластеров, образованных Y- и X-подобными СМП, так как из-за топологических особенностей положений дипольных моментов в нулевом поле таким кластерам не удается замкнуться в петли, в отличие от дипольных моментов в кластерах, образованных цепочечными СМП. С учетом сказанного, кластеры, образованные цепочечными СМП, удлиняются больше, чем кластеры, образованные Y- и X-подобными СМП. Здесь отсутствие топологических ограничений позволяет цепочечным СМП растягиваться с минимальными потерями дипольной энергии и энергии Ван-дер-Ваальса.

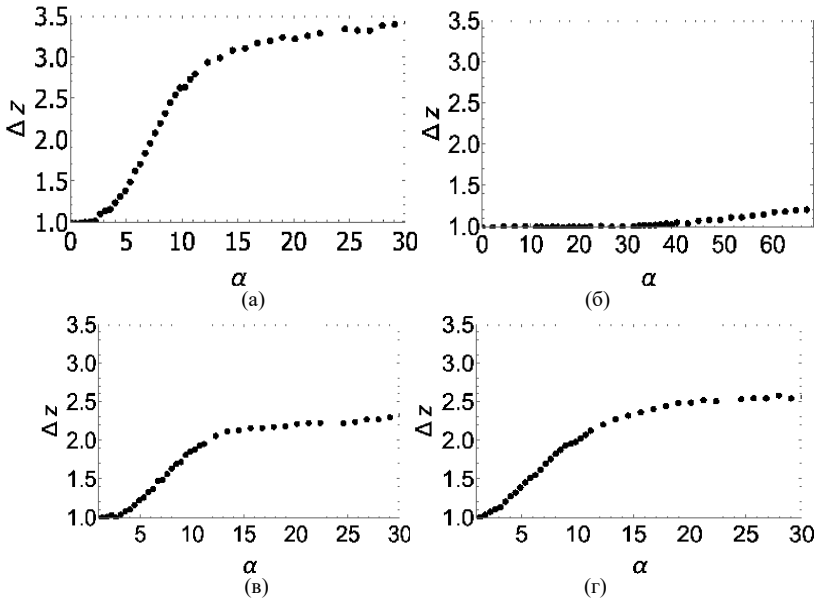


Рис.3. Относительное удлинение кластера  $\Delta z$  как функция параметра Ланжевена  $\alpha$  для СМП типа (а) цепочка, (б) кольцо, (в) X, (г) Y.

Полученные данные, с одной стороны, позволяют точно настроить магнитную восприимчивость многочастичных кластеров, а с другой, локальные и макроскопические деформации, которые могут использоваться для контроля микрореологии в таких системах путем применения магнитного поля заданной силы.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант №19-72-10033) Авторы признательны Канторович С.С. и Сан-*

*чезу П. за обсуждение реализации метода молекулярной динамики. Компьютерные эксперименты были выполнены на вычислительном кластере Уральского федерального университета.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Cebers Dynamics of a chain of magnetic particles connected with elastic linkers// J. Phys.: Condens. Matter 15. 2003
2. V. P. Shcherbakov, M. Winklhofer Bending of magnetic filaments under a magnetic field// Phys. Rev. E 70. 2004
3. A. Cebers, I. Javaitis Dynamics of a flexible magnetic chain in a rotating magnetic field// Phys Rev E 69. 2004
4. D. Mostarac, E. V. Novak, P. A. Sanchez и др. The impact of magnetic field on the conformations of supracolloidal polymer-like structures with super-paramagnetic monomers// Journal of Molecular Liquids 305. 2020
5. E. V. Novak, V. S. Zverev, E. S. Pyanzina и др. Magnetic properties of clusters of supracolloidal magnetic polymers with central attraction// Journal of Magnetism and Magnetic Materials 497. 2020
6. S. Huang, G. Pessot, P. Cremer, R. Weeber и др. Buckling of paramagnetic chains in soft gels// Soft Matter 12. 2016)
7. J. Wei, F. Song, J. Dobnikar Assembly of superparamagnetic filaments in external field// Langmuir 32. 2016
8. J. Wei, F. Song, J. Dobnikar Assembly of superparamagnetic filaments in external field// Langmuir 32. 2016
9. E. V. Novak, E. S. Pyanzina, P. A. Sanchez, S. S. Kantorovich The structure of clusters formed by stockmayer supracolloidal magnetic polymers// The European Physical Journal E 42. 2019

## ЦЕПОЧЕЧНЫЕ СТРУКТУРЫ В МАГНИТОУПРАВЛЯЕМЫХ КОЛЛОИДАХ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**Морозов Н.А., Егоров И.С.**

ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», г. Иваново, Российская Федерация  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, д. 34,  
E-mail: elmash@em.ispu.ru

**Аннотация.** Рассматривается образование цепочечных структур в слое магнитной жидкости при наличии поперечного к слою внешнего магнитного поля, определяется расстояние между цепочками нанодисперсных ферромагнитных частиц.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, магнитное поле, цепочечные структуры, частицы

## CHAIN STRUCTURES IN MAGNETIC CONTROLLED COLLOIDES IN AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

**Morozov N.F., Egorov I.S.,**

Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russian Federation  
E-mail: elmash@em.ispu.ru

**Abstract.** The formation of chain structures in the layer of magnetic fluid in the presence of an external magnetic field transverse to the layer is considered, the distance between the chains of nanodispersed ferromagnetic particles is determined.

**Keywords:** magnetic fluid, magnetic field, chain structures, particles



МОРОЗОВ Николай Александрович работает в ИГЭУ с декабря 1966 года после окончания ИЭИ. Под руководством Д.В. Орлова подготовил и защитил в 1973 году кандидатскую диссертацию по исследованию вакуумных жидкометаллических уплотнений. Имеет 99 научных публикаций, в том числе 4 авторских свидетельства, 9 патентов на изобретения, 4 монографии. Область научных интересов – магнитоожидкостные устройства. Работает доцентом кафедры электромеханики ИГЭУ. Работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ и Минобробразования РФ.



ЕГОРОВ Иван Сергеевич, магистр, окончил ИГЭУ в 2020 г., защитил ВКР на тему «Электромеханический магнитоожидкостный демпфер», аспирант кафедры Электромеханики. Имеет 2 научные публикации.

Магнитные жидкости (МЖ) – это коллоидные системы, состоящие из жидкости-носителя и взвешенных в ней ферромагнитных наночастиц, покрытых оболочкой из поверхностного активного вещества (ПАВ). Каждая частица обладает собственным магнитным моментом. В результате при достаточной концентрации магнитной фазы в МЖ за счёт магнитного диполь-дипольного взаимодействия [1] возникают агрегаты в виде цепочек и колец. Энергетическое состояние цепочек и колец различно [2]. У каждой структуры общая энергия определяется суммой энергии магнитного диполь-дипольного взаимодействия частиц, зависящей от их размера, материала, толщины поверхностной оболочки и других факторов, и энергии стерического отталкивания частиц, которая зависит от вида ПАВ, его упругости при разных температурах среды, толщины присоединённого слоя жидкой среды, степени покрытия частицы. Энергия кольца с ростом числа ферромагнитных частиц в нём растёт в меньшей степени, чем энергия цепочки. При большом количестве частиц в агрегате более вероятно образование кольца, чем цепочки. Цепочечный агрегат проявляется в кривой намагничивания МЖ как крупная частица с большим магнитным моментом, а кольцевой агрегат – как частица с малым магнитным моментом.

Минимальное количество частиц в цепочке 2, а в кольце – 5. Если расположить 2–4 частицы рядом, то образование кольца энергетически невыгодно, поэтому произойдет образование цепочки [2]. При наличии рядом 8–10 частиц более вероятно образование кольцевого агрегата. Структура в виде «восьмерки» (два кольца рядом) энергетически невыгодна и возможна только при наличии крупных частиц, которые объединяющих два кольцевых образования.

При наличии некоторого объема МЖ достаточно длительное время во внешнем магнитном поле происходит перераспределение нанодисперсных частиц с образованием цепочечных агрегатов. Кольцевые агрегаты во внешнем магнитном поле не образуются, а те агрегаты, которые уже были в МЖ, разрушаются в поле тем легче, чем они крупнее. Образование структуры в МЖ ведёт к заметному увеличению начального напряжения сдвига и вязкости среды в области малых скоростей сдвига слоев среды. Эти эффекты можно использовать в разных технических устройствах, что делает актуальным исследование поведения магнитных частиц МЖ в области очень малых сдвиговых скоростей среды. Особенно интересны состояния, когда цепочечные структуры приводятся в колебательное состояние без их разрушения. При этом изменяются расстояния в цепочке между частицами и расстояние между цепочками.

Для технического использования МЖ в этих состояниях следует знать в техническом приближении силовые характеристики взаимодействия частиц в цепочечных агрегатах в зависимости от их количества и цепочечных агрегатов между собой. Следует увязать технические параметры МЖ с количеством частиц в цепочках, величиной зазоров, в которых при наличии внешнего поперечного магнитного поля находится МЖ, и расстоянием между этими цепочками, которое будет определять концентрацией магнитной фазы в рассматриваемом объёме МЖ,

При решении задачи пренебрегаем стерическим отталкиванием частиц, что заметно упрощает решение. Считаем, что расстояние между частицами определяется их гидродинамическим диаметром. Такое предположение вносит ошибку в решение, но силы стерического отталкивания быстро уменьшаются с увеличением расстояния между частицами [1] и для технического приближения оправдано. Считаем, что все нанодисперсные частицы имеют сферическую форму, широко применяемое приближение, и одинаковые диаметры, которые могут быть приняты как среднее значение между максимальным и минимальным диаметрами, определяемыми по кривой намагничивания [1].

Известный объём МЖ помещён между двумя пластинами площадью  $S$ , вектор напряженности  $\mathbf{H}$  внешнего магнитного поля направлен перпендикулярно пластинам, что заставляет магнитные частицы образовывать цепочечные структуры в зазоре между пластинами. Ставится задача определения количества  $T$  образованных в зазоре цепочечных структур и расстояния  $a$  между ними при заданной площади пластины  $S$  и зазора  $h$  между пластинами, в котором располагается известный объём  $V$  МЖ с известными параметрами. По кривой намагничивания находят средний магнитный диаметр  $d_{m, \text{cp}}$  частиц в МЖ, её намагниченность насыщения  $M_{\infty}$  и объёмную магнитную концентрацию  $\phi_m$  по известной намагниченности материала твёрдой фазы  $M_d$ ,  $\phi_m = M_{\infty}/M_d$ .

Каждая частица покрытая слоем ПАВ толщиной  $\Delta$ , равной для олеиновой кислоты 2 нм, имеет на поверхности магнитопроводящий слой, который в силу строения не участвует в образовании магнитного момента частицы [1]. Толщина этого дефектного слоя  $\delta_d$  зависит от диаметра частицы и увеличивается по мере уменьшения размера частиц [3]. В среднем толщину этого слоя можно принять равным 0,86 нм [1]. Следует также учитывать и увеличение гидродинамического диаметра  $d_r$  частиц от присоединённого слоя жидкости-носителя  $\delta_{ж}$ , который зависит от её вида и равен примерно 0,5–0,7 толщины слоя ПАВ.

$$d_r = d_{m, \text{cp}} + 2(\Delta + \delta_d + \delta_{ж}) \quad (1)$$

По известному выражению [1] находят количество частиц  $n_0$  в единичном объёме  $V_0$ , равном  $1 \text{ м}^3$ .

$$n_0 = \frac{6M_\infty}{\pi M_d d_r^3} = \frac{6\varphi_m}{\pi d_r^3}. \quad (2)$$

Тогда определяют число частиц в одной цепочке  $n_{ц}$  как  $n_{ц} = h/d_r$ , число частиц  $n$  в заданном объёме  $V$ ,  $n = n_0 V/V_0$ , и число цепочек  $\Gamma$  в этом объёме  $V$  с площадью  $S$  и зазором  $h$  по формуле

$$\Gamma = \frac{n}{n_{ц}} = \frac{6S\varphi_m}{\pi d_r^2}. \quad (3)$$

Из условия полного заполнения площади прямоугольной пластины равносторонними треугольниками, в вершинах которых с наибольшей вероятностью будут находиться цепочки нанодисперсных магнитных частиц можно рассчитать число вершин треугольников на пластине. Обозначим число треугольников по продольной стороне пластины  $A$  или по окружности для цилиндрического зазора  $N$  при стороне треугольника, равной  $a$ ,  $N = A/a$ , а по ширине пластины  $B$  или высоте цилиндрического зазора  $m$ ,  $m = 2B/a\sqrt{3}$ . Тогда число вершин на пластине можно аппроксимировать выражением

$$\Gamma = mN - 4,5(m-1,5). \quad (4)$$

Подставив в него значения  $m$  и  $N$

$$\Gamma = \frac{2AB}{a^2\sqrt{3}} - 4,5\left(\frac{2B}{a\sqrt{3}} - 1,5\right) \quad (5)$$

и преобразовав его, получим уравнение второй степени относительно стороны равностороннего треугольника

$$\sqrt{3}\Gamma a^2 + 9\sqrt{3}a - 2AB = 0. \quad (6)$$

Решением этого уравнения будет выражение

$$a = -\frac{9B}{2\Gamma} \pm \sqrt{\frac{81B^2}{4\Gamma^2} + \frac{2AB}{\sqrt{3}\Gamma}}. \quad (7)$$

Подставив в это решение выражение для числа цепочек в заданном объёме МЖ получим следующую формулу

$$a = -\frac{3\pi d_r^2}{4A\varphi_m} \left( 1 \pm \sqrt{1 + \frac{16A^2\varphi_m}{3\sqrt{3}\pi d_r^2}} \right). \quad (8)$$

Если учесть, что значение гидродинамического диаметра частицы много меньше размеров пластин, между которыми находится МЖ, а его вторая степень становится очень малым числом выражение (8) можно упростить. Оно даёт результат не точный, но значительно упрощает расчёт.

$$a = \sqrt{\frac{\sqrt{3}\pi d_r^2}{\varphi_m}}. \quad (9)$$

Более точное выражение для расчёта расстояния **a** между цепочками магнитных частиц в МЖ можно получить из условия полного заполнения площади пластин шестиугольниками. В этом случае получаем формулу

$$a = \sqrt{\frac{16S}{\sqrt{3}(9+8T-3\sqrt{16T+9})}}. \quad (10)$$

Таким образом, получены выражения, позволяющие рассчитать количество цепочечных агрегатов **T** в зазоре между плоскими ферромагнитными пластинами и расстояния **a** между этими цепочками. Полученные формулы пригодны и для цилиндрического зазора, когда можно пренебречь его кривизной. Из выражения (9) следует, что при заданном объёме МЖ расстояния **a** между цепочками определяются размером магнитных частиц и концентрацией твёрдой фазы, то есть числом частиц в заданном объёме. Эти выражения могут быть положены в основу энергетического анализа упругого взаимодействия магнитных частиц в цепочках и между цепочками, что позволяет оценить начальное касательное напряжение МЖ в магнитном поле и результирующую вязкость при начале сдвигового течения. Целью проводимой работы является совершенствование конструкции и принципов разработки управляемых демпфирующих устройств с МЖ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Розенцвейг, Р. Феррогидродинамика / Р. Розенцвейг, пер. с англ. – М.: Мир, 1989. – 356 с.
2. Прокопьева, Т.А. Микроструктура основного состояния тонкого слоя магнитной жидкости / Т.А. Прокопьева, В.А. Данилов, С.С. Канторович. // ЖЭТФ, 2011. Том 140, вып. 3 (9). – С. 499–515.
3. Бушина, Т. А. О дефектности магнитных наночастиц / Т. А. Бушина и др. // Сб. научн. трудов, 18-я Международная Плеская конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям, сентябрь, 2018, Плёт, Россия. – С. 24–28.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЦЕПОЧЕЧНЫХ СТРУКТУР МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

**Морозов Н.А., Егоров И.С.**

ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», г. Иваново, Российская Федерация  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, д. 34,  
E-mail: elmash@em.ispu.ru

**Аннотация.** Рассматриваются физические эксперименты, позволяющие уточнить поведение магнитных частиц в цепочечных структурах магнитной жидкости при её структурном течении.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, демпфер, экспериментальная установка, магнитные частицы, цепочечные структуры.

### PHYSICAL MODEL-BASED RESEARCH OF MAGNETIC FLUID CHAIN STRUCTURES

**Morozov N.A., Egorov I.S.**

Ivanovo State Power Engineering University,  
Ivanovo, Russian Federation,  
E-mail: elmash@em.ispu.ru

**Annotation.** This paper deals with experiments that allow us to specify the behavior of magnetic particles in magnetic fluid chain structures.

**Key words:** magnetic fluid, damper, experimental equipment kit, magnetic particles, chain structures.



МОРОЗОВ Николай Александрович работает в ИГЭУ с декабря 1966 года после окончания ИЭИ. Под руководством Д.В. Орлова подготовил и защитил в 1973 году кандидатскую диссертацию по исследованию вакуумных жидкометаллических уплотнений. Имеет 99 научных публикаций, в том числе 4 авторских свидетельства, 9 патентов на изобретения, 4 монографии. Область научных интересов – магнито-жидкостные устройства. Работает доцентом кафедры электромеханики ИГЭУ. Работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ и Минобразования РФ.



ЕГОРОВ Иван Сергеевич, магистр, окончил ИГЭУ в 2020 г., защитил ВКР на тему «Электромеханический магнито-жидкостный демпфер», аспирант кафедры Электромеханики. Имеет 2 научные публикации.

При исследовании свойств магнитной жидкости (МЖ) большой интерес вызывает случай, когда внутренние потери и вязкость МЖ явля-



ются наибольшими. Данный эффект наблюдается на начальном участке реологической кривой при малых скоростях сдвигового течения. Разрушение структур, образованных в теле МЖ, только начинается. Благодаря данному свойству, демпферы с МЖ могут развивать достаточно большие усилия при гашении колебаний.

Частицы твёрдой фазы с магнитными свойствами могут образовывать цепочечные и кольцевые агрегаты [1, 2]. Во внешнем магнитном поле более вероятны цепочечные агрегаты, так как кольцевые разрушаются и переходят в цепочечные, наиболее устойчивые в магнитных полях. Будем считать, что в цепочке расстояние между частицами определяется толщиной оболочки, покрывающее её магнитное ядро.

Каждая частица, покрытая слоем ПАВ толщиной  $\Delta$ , равной для олеиновой кислоты 2 нм, имеет на поверхности магнитопроводящий слой, который в силу строения не участвует в образовании магнитного момента частицы [1]. Толщина этого дефектного слоя  $\delta_d$  зависит от диаметра частицы и увеличивается по мере уменьшения размера частиц [3]. В среднем толщину этого слоя можно принять равным 0,86 нм [1]. Следует также учитывать и увеличение гидродинамического диаметра  $d_f$  частиц от присоединённого слоя жидкости-носителя  $\delta_{ж}$ , который зависит от её вида и равен примерно 0,5–0,7 толщины слоя ПАВ.

$$d_f = d_{м.ср.} + 2(\Delta + \delta_d + \delta_{ж}) \quad (1)$$

Можно считать, что для магнетитовых частиц гидродинамический диаметр  $d_f$  увеличивается вдвое при среднем размере частиц твёрдой фазы 7–10 нм. Для качественного анализа поведения частиц в цепочечных структурах был проведен ряд экспериментов с шариками-магнитами, имитирующими магнитные частицы твёрдой фазы МЖ. На рис. 1 показана экспериментальная установка.

Тензодатчик 1 позволяет измерять усилия, действующие на контейнер 2 со стороны цепочки из шариков-магнитов. Контейнер жестко соединен с тензодатчиком металлической скобой. Для компенсации гравитационных сил контейнер подвешивается нерастяжимыми нитями на штатив 3. Постоянный магнит 4 с ферромагнитной пластиной закреплен на раме 5 подвижной каретки 6. При необходимости рама может быть снята с каретки. На раму можно устанавливать различное оборудование, например, второй контейнер с шариками. Вращение рукояти устройства движения 7 приводит во вращение винт 8, который в свою очередь передвигает каретку вдоль направляющих 9. Один поворот винта смещает каретку вдоль оси на расстояние, равное шагу резьбы, в данном случае на 1,25 мм. Шкала угла поворота винта, расположенная на рукояти, позволяет точно отслеживать, на сколько градусов

повернут винт. Таким образом, можно с достаточной точностью выставлять зазор  $\delta$  между постоянным магнитом и контейнером с шариками-магнитами. Система каретка-винт выполнена таким образом, чтобы люфт был минимален.

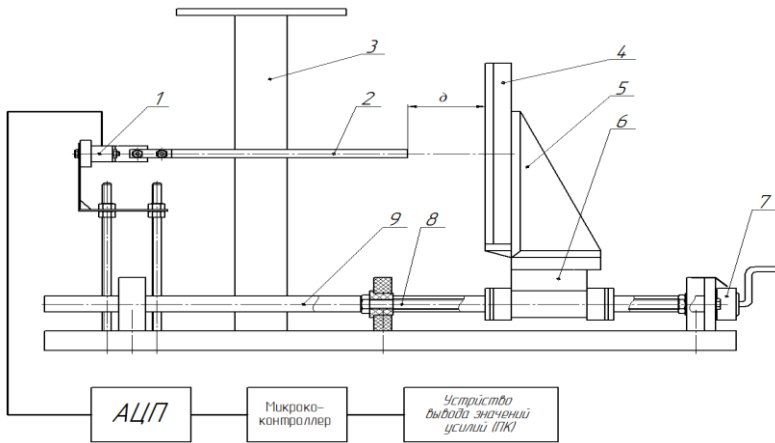


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 – тензодатчик силы; 2 – контейнер с шариками-магнитами, 3 – штатив; 4 – постоянный магнит с ферромагнитной пластиной; 5 – рама; 6 – каретка; 7 – устройство движения со шкалой угла поворота винта; 8 – винт; 9 – направляющие

Для экспериментов была проведена селекция шариков-магнитов диаметром 5 мм по магнитным свойствам. Было отобрано некоторое количество шариков, у которых магнитные свойства практически одинаковые. Максимальная магнитная индукция, измеренная на поверхности шариков, составляет в среднем 0,502 Тл. Максимальное отклонение индукции от средней величины не более 3 %.

Контейнер с шариками-магнитами, притягиваясь к ферромагнитной пластине, оказывает на тензодатчик усилие. Постоянный магнит позволяет задавать и менять внешнее магнитное поле. Сигнал с тензодатчика поступает на АЦП, затем на микроконтроллер, который обрабатывает этот сигнал и выводит его в качестве готового результата на экран ПК.

Были определены усилия между цепочечной структурой с разным количеством элементов и плоским постоянным магнитом. Суть эксперимента заключается в определении характера кривой зависимости усилия  $F$  от расстояния между плоским магнитом и контейнером при разном количестве шариков в цепочке.

В ходе эксперимента изменялось количество шариков в цепочке, а также зазор  $\delta$  между постоянным магнитом и контейнером. Чтобы убрать локальные области градиентного магнитного поля постоянного магнита, на его поверхности расположена ферромагнитная пластина толщиной 4 мм. В результате были получены величины усилий в зависимости от количества шариков в цепочке и от величины зазора между цепочкой и постоянным магнитом (табл. 1, рис. 2, 3). В таблице и на рис. 2 приведены также усилия, действующие при тех же условиях на кольцевой агрегат из 18 шариков. Усилия взаимодействия с кольцевым агрегатом исчезающе малы.

Таблица 1

Соотношения усилий кольца и цепочки

Зазор $\delta$ , мм	0,37	0,782	1,195	1,62	2,87	4,12	5,37
Среднее усилие кольца $F_K$ , Н	0,227	0,075	0,035	0,018	0,002	0,000	$\approx 0$
Среднее усилие цепочки $F_{Ц}$ , Н	2,061	1,305	0,842	0,584	0,281	0,182	0,121
$F_K/F_{Ц} * 100\%$	11,05	5,760	4,230	3,213	0,825	0,125	$\approx 0$

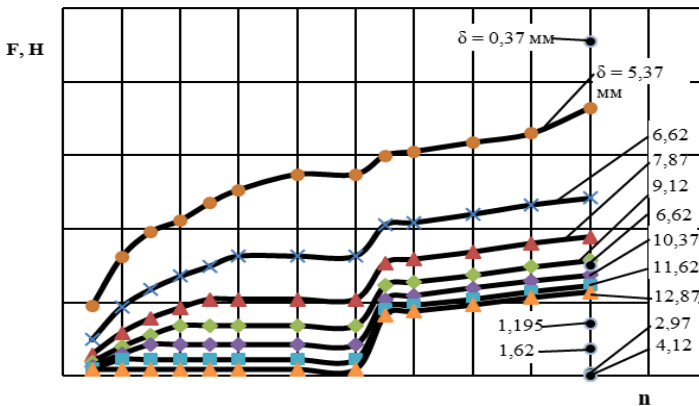


Рис. 2. Зависимость усилия от числа шариков в цепочке для зазоров  $\delta$   
Черными точками показано усилие кольцевой структуры из 18 шариков

Устойчивость цепочечных структур при гидродинамических воздействиях разной интенсивности зависит не только от длины цепочки, но и от силы взаимодействия частиц между собой. Суть данного эксперимента заключается в качественной оценке усилий взаимодействия частиц в цепочке.

На раму вместо постоянного магнита устанавливали второй контейнер, который расположен по той же оси, что и первый. В первый контейнер набирается 9 шариков, а во второй – 1, измеряем усилие, с которым эти контейнеры притягиваются друг к другу, в зависимости от зазора между крайними шариками в контейнерах. Затем в первый контейнер поместим 8 шариков, а во второй – 2, и так для всего ряда шариков. Для удобства, зазоры промаркируем от 1 до 9: между шариками 1–2 зазор №1; между шариками 2–3 зазор №2; между шариками 3–4 зазор №3 и т.д. Значения зазора между шариками в цепочке постоянны и равны 8 мм, удвоенная толщина оболочки. Зазоры между цепочками изменялись. Зависимости усилий от номера зазора для разных расстояний между контейнерами показаны на рис. 3.

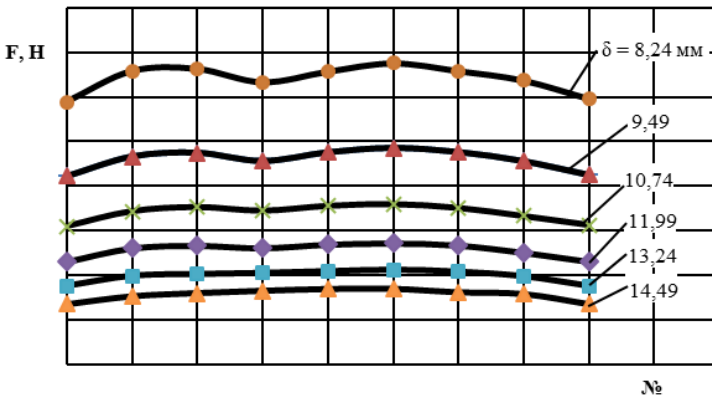
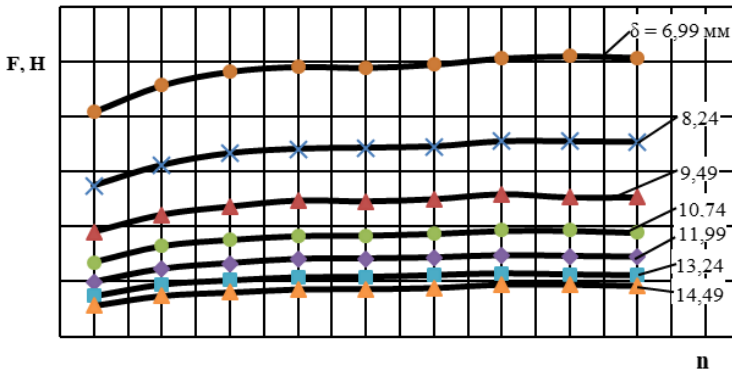


Рис. 3. Зависимость усилия от номера зазора в цепочке для зазоров  $\delta$  между цепочками

На краях цепочки магнитное поле немного слабее, чем в ее центре, поэтому сила взаимодействия крайних частиц немного меньше, чем у центральных. С ростом величины немагнитного зазора между частями разность в их магнитных свойствах меньше влияет на усилие.

Интересно оценить силу притяжения цепочек с разным количеством частиц в них. Суть данного эксперимента заключается в определении усилий, при которых две цепочки с одинаковым числом элементов притягиваются друг к другу. В ходе эксперимента изменялось количество шариков-магнитов в контейнерах, количество этих шариков было одинаковым. Зависимость усилия от числа частиц в цепочке при разных зазорах между цепочками показаны на рис. 4.

Рис. 4. Зависимость усилия от числа частиц в цепочках для зазоров  $\delta$ 

Таким образом, по мере увеличения числа частиц магнитные свойства цепочки растут и стремятся к насыщению. Кольцевая структура проявляет себя как слабомагнитная частица. Очень интересен резкий рост сил взаимодействия с пластиной при переходе количества частиц в цепочке с 10 к 11. удовлетворительного объяснения этому пока нет, но эффект проявляется при многократных повторениях опыта. Наименьшие усилия взаимодействия между соседними частицами наблюдаются на краях цепочек. Характеры усилий взаимодействия цепочки с постоянным плоским магнитом и двух цепочек одинаковой длины схожи.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Розенцвейг, Р. Феррогидродинамика / Р. Розенцвейг; пер. с англ. – М.: Мир, 1989. – 356 с.
2. Прокопьева, Т.А. Микроструктура основного состояния тонкого слоя магнитной жидкости / Т.А. Прокопьева, В.А. Данилов, С.С. Канторович. // ЖЭТФ, 2011. Том 140, вып. 3 (9). – С. 499–515.
3. Бушина, Т. А. О дефектности магнитных наночастиц / Т. А. Бушина и др. // Сб. научн. трудов, 18-я Международная Плеская конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям, сентябрь, 2018, Плёт, Россия. – С. 24–28.

## ДВУХСЛОЙНАЯ СИСТЕМА ЖИДКОСТЕЙ В ВЕРТИКАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Хохрякова К.А.<sup>1</sup>, Колесниченко Е.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт механики сплошных сред УрО РАН,  
614013, Пермь, Ак. Королева, 1.

<sup>2</sup> Пермский государственный национальный исследовательский университет,  
614990, Пермь, Букирева, 15

E-mail: bca@icmm.ru, kolesnichenkoev@gmail.com

**Аннотация.** Работа посвящена экспериментальному исследованию устойчивости горизонтального слоя магнитной жидкости, расположенного на жидкой подложке из перфтороктана в ортогональном к поверхности переменном магнитном поле. Получены зависимости критических значений амплитуды напряженности от частоты вынужденных колебаний переменного магнитного поля для слоя феррожидкости различной начальной толщины в кюветах различного диаметра.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, двухслойная система; колебания; устойчивость

## TWO-LAYER LIQUID SYSTEM IN VERTICAL MAGNETIC FIELD

Khokhryakova C.A.<sup>1</sup>, Kolesnichenko E.V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute of Continuous Media Mechanics UrB RAS,  
614013, Perm, Ac. Korolev Str., 1

<sup>2</sup> Perm State National Research University,  
614990, Perm, Bukireva, 15

**Annotation.** The stability of a horizontal layer of magnetic fluid located on a liquid substrate in an alternating magnetic field orthogonal to the surface is experimentally investigated. The stability of a ferrofluid layer in an orthogonal stationary magnetic field is investigated, and the dependence of the critical field strength on the layer thickness is obtained. The dependences of the critical values of the intensity amplitude on the frequency of the forced oscillations of an alternating magnetic field for a ferrofluid layer of various initial thicknesses are obtained.

**Keywords:** magnetic fluid; two layered system; vibrations; stability



ХОХРЯКОВА Кристина Андреевна, к.ф.-м.н. (2015). В настоящее время является научным сотрудником лаборатории динамики дисперсных систем в ИМСС УрО РАН. Имеет 37 публикаций (РИНЦ), в том числе 9 статей в журналах WoS и Scopus.



КОЛЕСНИЧЕНКО Екатерина Владимировна, магистрант 1 курса физического факультета ПГНИУ (кафедра общей физики). Имеет 4 публикации (РИНЦ).

**Введение.** Целью данной работы являлось экспериментальное исследование динамики горизонтального слоя магнитной жидкости, расположенного на жидкой подложке, в пространственно однородном магнитном поле, имеющем осциллирующую по времени вертикальную компоненту. Использование жидкой подложки для слоя магнитной жидкости открывает перспективы, связанные с изучением различных типов неустойчивости равновесия и течения жидкостей в системах со свободной и межфазной поверхностью [1]. Наличие у слоя феррожидкости двух деформируемых границ резко снижает величину критической напряженности магнитного поля, при которой слой разрушается, превращаясь в упорядоченную систему капель или многоугольных фигур, эволюционирующих по мере изменения интенсивности, частоты и направления магнитного поля [2]. Сложение возмущений от обеих деформируемых поверхностей ведет к интерференции двух возникающих рельефов, что, в свою очередь, обуславливает появление новой колебательной моды, и как следствие возникновение автоколебаний в системе [3]. В работе использовался низкочастотный диапазон воздействия, чтобы избежать неравновесного характера намагниченности слоя феррожидкости.

**Методика эксперимента.** Двухслойная система жидкостей создавалась в стеклянной кювете в виде короткого широкого вертикального цилиндра. Толщина жидкой подложки в несколько раз превышала толщину слоя феррожидкости во избежание касания последней дна кюветы под действием магнитного поля. В ходе опыта кювета помещалась на горизонтальную площадку в центре системы катушек Гельмгольца (рис. 1). Для организации колебаний феррожидкости использовалось линейно-поляризованное переменное магнитное поле вида  $H(t) = H_0 \cos \omega t$ . Для этого обмотки катушек Гельмгольца подключались к генератору сигналов специальной формы через усилитель постоянного тока. Изображение слоя феррожидкости регистрировалось цифровыми видеокамерами.

В эксперименте использована магнитная жидкость в виде коллоида магнетита в керосине, стабилизированного олеиновой кислотой (плотностью  $\rho = 1.4 \text{ г/см}^3$ , поверхностным натяжением  $\sigma = 24.3 \text{ мН/м}$ , намагниченностью насыщения  $M_s = 50 \text{ кА/м}$ , начальной магнитной восприимчивостью  $\chi_0 = 5.2$ ). В качестве жидкой подложки был выбран перфтороктан (плотностью  $\rho = 1.7 \text{ г/см}^3$ , поверхностным натяжением  $\sigma = 13.6 \text{ мН/м}$ ). Опыты выполнены при температуре жидкостей и окружающей среды ( $25 \pm 1$ )°C.

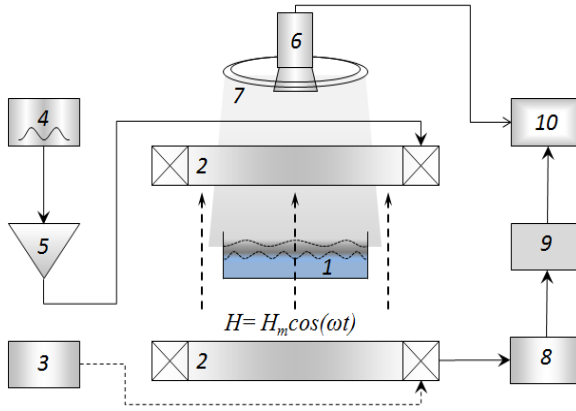


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

- 1 – кювета круглого сечения с двухслойной системой жидкостей; 2 – катушки Гельмгольца; 3 – источник постоянного тока; 4 – генератор сигналов специальной формы; 5 – усилитель; 6 – видео камера; 7 – круговой источник света; 8 – измерительный резистор; 9 – АЦП; 10 – компьютер

**Результаты эксперимента.** Ранее в работе [2] было показано, что устойчивая двухслойная система «феррожидкость – перфтороктан» становится неустойчивой при некоторой критической напряженности  $H_c$  постоянного во времени и пространстве (т.е. однородного) вертикально-горизонтального магнитного поля.

Как известно, давление в любой точке магнитной жидкости пропорционально напряженности магнитного поля в ней [5]. При периодическом изменении напряженности поля свободная поверхность магнитной жидкости, как поверхность постоянного давления, будет представлять из себя систему холмов и впадин, соответствующих максимуму и минимуму магнитного поля. Изменение магнитного поля во времени вызывает соответствующие изменения поверхности в виде бегущих или стоячих волн.

Задача в данной постановке является динамической. При включении осциллирующего поля вследствие действия пондеромоторной периодически меняющейся силы происходит отклик слоя магнитной жидкости, выражающийся в периодических колебаниях поверхности. На свободной поверхности слоя феррожидкости возникает осесимметричная волна с максимальной амплитудой в центре кюветы (рис. 2). При определенной частоте колебаний  $\nu$  и амплитуде напряженности магнитного поля  $H_0$  волна становится стоячей, причем частота, при которой она формируется, уменьшается с ростом толщины жидкой под-



ложки. При этом длина образовавшейся стоячей волны уменьшается с ростом частоты осцилляций напряженности магнитного поля.

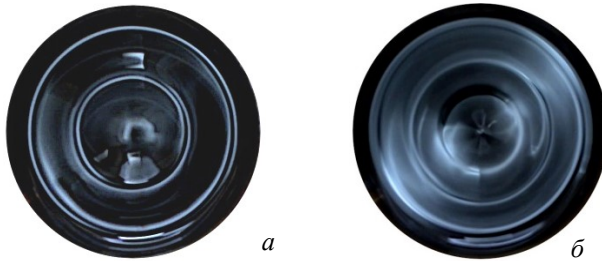


Рис. 2. Колебания свободной поверхности слоя феррожидкости толщиной  $h = 2,7$  мм под действием осциллирующего магнитного поля амплитудой  $H_m = 6,6$  кА/м и частотой  $\nu = 5$  Гц (а),  $H_m = 6,0$  кА/м и  $\nu = 7$  Гц (б)

Для случая стационарного однородного поля была получена зависимость критической напряженности магнитного поля  $H_c$ , при которой происходит распад слоя на упорядоченную систему капель, для нескольких типов феррожидкостей различной толщины (от 1 до 5 мм) в кюветах различного диаметра (рис. 3). Величина критической напряженности, приводящей к разрушению сплошного слоя, увеличивается с ростом его толщины. Возрастание магнитной восприимчивости феррожидкости ведет к снижению величины критической напряженности поля. В то же время значение  $H_c$  очень слабо зависит от диаметра кюветы.

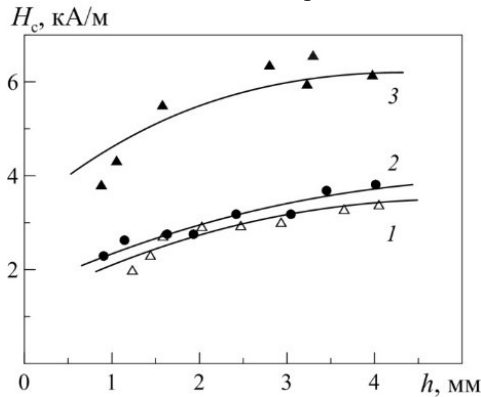


Рис. 3. Критическая напряженность  $H_c$  статического магнитного поля в зависимости от толщины слоя феррожидкости  $h$  с различной начальной магнитной восприимчивостью  $\chi_0$ : 2,0 (3); 7,0 (1,2).  $D$ , мм: 59,4 (1, 3); 89,0 (2)

В случае вертикально осциллирующего поля было обнаружено, что при некоторых значениях управляющих параметров: амплитуды напряженности поля  $H_0$  и частоты  $\nu$  – двухслойная система переходит из режима стоячих волн в состояние неустойчивости, сопровождающееся нарушением сплошности слоя феррожидкости (рис. 3.). Исследование в переменном магнитном поле было проведено для толщин феррожидкости  $h = 3,5\text{--}4,5$  мм в кюветах диаметрами  $D = 42,8$  мм и  $59,4$  мм, соответствующих критерию устойчивости двухслойной системы жидкостей в отсутствие внешних воздействий [1]. Выделенная на рис. 3 область соответствует диапазону значений амплитуды переменного магнитного поля  $H_0$  равной  $H_c$  стационарного поля для выбранных толщин слоя феррожидкости (рис. 2).

При малых частотах осцилляций поля неустойчивость слоя наступает при значениях  $H_0 \leq H_c$ , что указывает на дестабилизирующее действие поля в области частот 1–3 Гц. В диапазоне частот 3–5 Гц слой теряет устойчивость при значениях  $H_0 \approx H_c$ ; далее с ростом частоты распад слоя феррожидкости происходит при значениях  $H_0 > H_c$ , т.е. наблюдается стабилизирующий эффект осцилляций поля на устойчивость всей системы в целом.

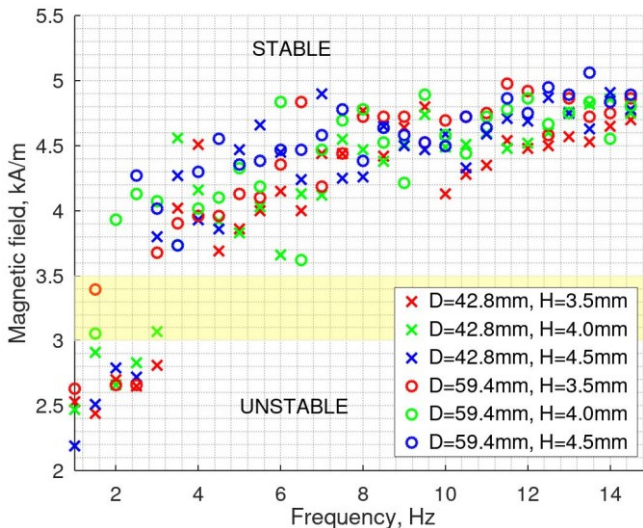


Рис. 3. Карты устойчивости слоя феррожидкости на жидкой подложке в зависимости от амплитуды напряженности переменного магнитного поля  $H_0$  и частоты  $\nu$  для слоя феррожидкости толщинами  $h = 3,5; 4,0; 4,5$  мм для двух кювет диаметрами  $D = 42,8$  и  $59,4$  мм

Карты устойчивости, полученные для двух кювет разного диаметра, имеют схожую динамику, особенно в области, лежащей выше критической. Геометрия рабочей области оказывает заметное влияние в докритической и критической зоне. Разрыв пленки магнитной жидкости происходит пороговым образом (на него влияет множество факторов, такие как наличие пленки перфтороктана на поверхности, внешние вибрации и др), что так же влияет на погрешность результатов в менее стабильном диапазоне.

**Заключение.** Исследована устойчивость слоя феррожидкости в ортогональном стационарном магнитном поле, получена зависимость величины критической напряженности поля от толщины слоя. Получены зависимости критических значений амплитуды напряженности от частоты вынужденных колебаний переменного магнитного поля для слоя феррожидкости различной начальной толщины. Полученные кривые устойчивости показывают, что воздействие малой частоты (1–3 Гц) дестабилизирует систему, в то время как большие частоты (от 5 Гц и выше) оказывают стабилизирующее воздействие.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bushueva K.A., Kostarev K.G. Behavior of a ferrofluid layer with stable surface rupture subjected to a tangential magnetic field // *Fluid Dynamics*. 2011. Vol. 46, N. 5. P. 707–714.
2. Bushueva C.A. Drop structures formed by ferrofluid in the uniform magnetic field // *Magnetohydrodynamics*. 2013. Vol. 49, No. 3–4. P. 598–602.
3. Khokhryakova (Bushueva) C.A., Kostarev K.G., Lebedev A.V., Denisova M.O. The effect of an oscillating vertically oriented magnetic field on the ferrofluid layer located on a perfluorooctane substrate // *Magnetohydrodynamics* Vol. 54 (2018), No. 1–2, pp. 39–44.
4. Rosensweig R.E.. *Ferrohydrodynamics*. Cambridge et al., 1985.
5. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. *Магнитные жидкости*. Рига: Зинатне, 1989. 387 с.

## ОБ ОСОБЕННОСТЯХ МАГНИТНЫХ И СТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДОВ, СОДЕРЖАЩИХ КВАЗИТВЕРДЫЕ НАМАГНИЧЕННЫЕ АГРЕГАТЫ

Диканский Ю.И. <sup>1</sup>, Gladkikh D.V., Zakinyan A.A., Ispiryay A.G.

<sup>1</sup>ФГАОУ ВО Северо-Кавказский федеральный университет,

г. Ставрополь, Российская Федерация,

E-mail: gladkikhdv@mail.ru

**Аннотация.** Было обнаружено, что процессы релаксации намагниченности в магнитных коллоидах, содержащих квазитвердые намагниченные агрегаты, подобны процессам релаксации магнитоупорядоченных систем с ближним порядком. Показаны результаты изучения структуры слоя магнитного коллоида с квазитвердыми намагниченными агрегатами при воздействии вращающегося в плоскости слоя магнитного поля, а также при одновременном действии вращающегося и постоянного магнитного поля, перпендикулярного слою.

**Ключевые слова:** магнитный коллоид, агрегаты, структурообразование, вращающееся поле, магнитная восприимчивость.

## SPECIFIC FEATURES OF THE MAGNETIC AND STRUCTURAL PROPERTIES OF MAGNETIC COLLOIDS CONTAINING QUASI- SOLID MAGNETIZED AGGREGATES

Dikansky Yu. I. <sup>1</sup>, Gladkikh D.V., Zakinyan A.A., Ispiryay A.G.

<sup>1</sup>FSAEI HE North-Caucasus Federal University,

Stavropol, Russian Federation,

E-mail: gladkikhdv@mail.ru

**Abstract.** It is found that the relaxation processes of magnetization in magnetic colloids containing quasi-solid magnetized aggregates are similar to the relaxation processes of magnetically ordered systems with short-range order. The results of studying the structure of a magnetic colloid's layer with quasi-solid magnetized aggregates under the action of a magnetic field rotating in the plane of the layer, as well as under the simultaneous action of a rotating and constant magnetic field perpendicular to the layer are shown.

**Key words:** magnetic colloid; aggregates; structure formation; rotating field; magnetic susceptibility.

Коллоидные суспензии являются системами, в которых возникающие сложные структуры и их динамика являются результатом простых и контролируемых взаимодействий между отдельными частицами.

Было проведено множество исследований поведения магнитных коллоидов при воздействии вращающегося магнитного поля, например [1–3]. Парамагнитные частицы во внешнем вращающемся магнитном

поле могут образовывать цепочки, вращающиеся со скоростью, которая зависит от вязкости среды. Как показали наши исследования, подобные структурные изменения могут происходить и в магнитных коллоидах с хорошо развитой системой намагниченных агрегатов при воздействии вращающегося магнитного поля. Ранее [4] мы сообщали о результатах изучения структурных превращений, происходящих в таких коллоидах, при воздействии на них эллиптически поляризованного магнитного поля.

Наличие в магнитном коллоиде хорошо развитой системы намагниченных агрегатов должно также приводить к изменению характера кинетики намагничивания таких сред.

В настоящей работе приводятся результаты изучения поведения агрегатов, обладающих собственным магнитным моментом, во взаимно перпендикулярных постоянном и вращающемся магнитных полях, а также представлены результаты экспериментального исследования кинетики намагничивания магнитных коллоидов, содержащих хорошо развитую систему намагниченных агрегатов.

Для проведения исследования использовался образец магнитного коллоида типа «магнетит в керосине» со средним размером частиц 14 нм с хорошо развитой системой квазитвердых намагниченных агрегатов (средний размер агрегатов  $\sim 1-10$  мкм). Методика получения агрегатов ранее была описана в [5].

Изучение структурного состояния образцов проводилось с помощью наблюдений в оптический микроскоп, снабженный видеокамерой и тремя парами катушек Гельмгольца. Слой исследуемого образца располагался горизонтально и находился во вращающемся в горизонтальной плоскости магнитном поле. Постоянное магнитное поле создавалось в перпендикулярном слою направлении. Комплексная магнитная восприимчивость исследовалась мостовым методом в частотном диапазоне от 20 Гц до 10 кГц путем измерения индуктивности и добротности измерительной катушки с исследуемым образцом с помощью прецизионного измерителя LCR WAYNEKERR 6500B.

Ранее нами был установлен [6] ряд особенностей процессов намагничивания магнитного коллоида с хорошо развитой системы агрегатов, имеющих собственный магнитный момент.

Исследования частотной зависимости комплексной магнитной восприимчивости образцов магнитного коллоида, содержащих намагниченные агрегаты, выявили наличие максимума мнимой части восприимчивости в низкочастотном диапазоне. Для однородного образца магнитного коллоида частотная зависимость мнимой части магнитной

восприимчивости является монотонно возрастающей и максимума в исследованной области частот не имеет.

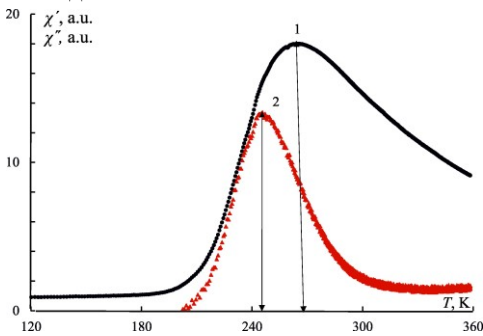


Рис 1. Температурная зависимость действительной (кривая 1) и мнимой (кривая 2) частей динамической магнитной восприимчивости магнитного коллоида с намагниченными агрегатами

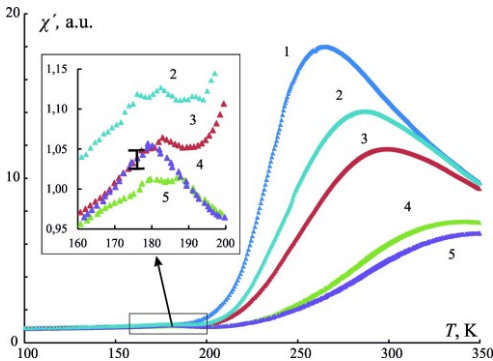


Рис. 2. Температурная зависимость действительной части динамической восприимчивости магнитного коллоида с намагниченными агрегатами при различных частотах измерительного поля (1- 30 Гц, 2- 156 Гц, 3- 320 Гц, 4- 3 кГц, 5-5 кГц)

нию образца (рис. 2). Дополнительное воздействие постоянного магнитного поля делает эти экстремумы более выраженными.

Были изучены особенности поведения намагниченных агрегатов во вращающемся магнитном поле, а также при дополнительном воздействии постоянного магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости вращающегося поля.

Дальнейшие исследования показали, что температурные зависимости действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости образца с намагниченными агрегатами претерпевают максимумы в области температур, соответствующей их жидкому состоянию. При этом максимум мнимой части восприимчивости соответствует более низкому значению температуры, чем максимум ее действительной части (рис. 1). Увеличение частоты измерительного поля приводит к смещению максимумов в область более высоких температур. Следует отметить, что температурные зависимости действительной части магнитной восприимчивости исследованного образца претерпевают, кроме того, вторичные, слабо выраженные максимумы в области температур, соответствующих твердому состоянию

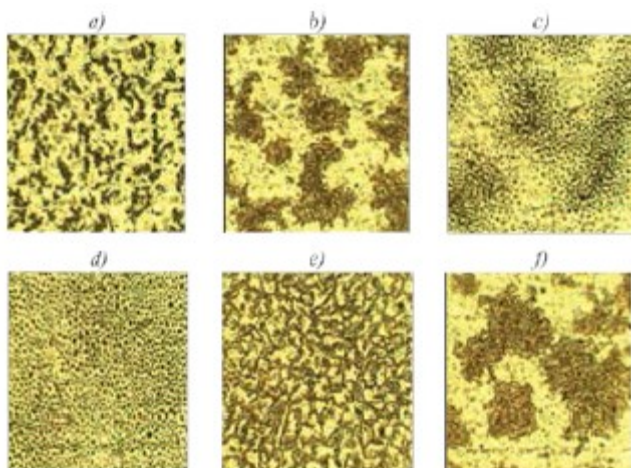


Рис. 3. Изменение структурного состояния в системе намагниченных агрегатов.  
Частота вращающегося поля 30 Гц

Установлено, что квазитвердые намагниченные агрегаты при отсутствии внешних воздействий частично оставались обособленными, частично объединялись в извилистые цепочки. При воздействии на них вращающегося магнитного поля обособленные агрегаты приходили во вращение с частотой поля. Цепочки агрегатов так же приходили во вращательное движение, при этом происходило образование вращающихся кластеров («клубков»). Последующее воздействие постоянного магнитного поля в направлении перпендикулярном плоскости вращающегося поля приводило к разрушению кластеров на отдельные вращающиеся агрегаты. На рисунке 3 проиллюстрирована последовательная трансформация структуры, описанная выше. На рис.3а-в показано формирование «клубкообразной» структуры во вращающемся поле, последующие изображения получены при постепенном нарастании дополнительного постоянного магнитного поля до максимального значения  $H = 4,96$  кА/м (рис. 3, с-d) и его последующем резком выключении (рис. 3е). На рисунке 3f показана структура, соответствующая воздействию только вращающегося магнитного поля.

Было установлено, что частота вращения кластеров сложным образом зависит от частоты вращающегося поля. При этом процессы вращения агрегатов имели ряд особенностей, графическая иллюстрация которых представлена на рис. 4 и 5. На рис. 4 приведена зависимость частоты вращения агрегатов от частоты вращающегося поля при различных значениях постоянного магнитного поля. На рис. 5 приведена зависимость относительной частоты (отношения частоты вращения агрегатов  $\nu_{ag}$  к частоте вращающегося поля  $\nu_f$ ), которая показывает от-

личие частоты вращения агрегатов от частоты вращающегося поля, от напряженности постоянного магнитного поля. Так, в отсутствие постоянного магнитного поля частота вращения и отдельных агрегатов и «клубков» совпадала с частотой вращающегося поля при частотах последнего от 3 до 20 Гц (рис. 4, кривая 1). Дальнейшее увеличение частоты вращающегося поля приводило к монотонному уменьшению частоты вращения агрегатов.

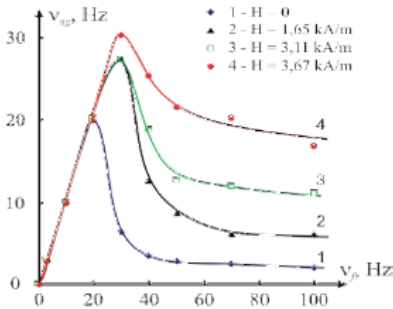


Рис. 4. Зависимость частоты вращения квазитвердых агрегатов от частоты вращающегося поля при различных значениях постоянного магнитного поля

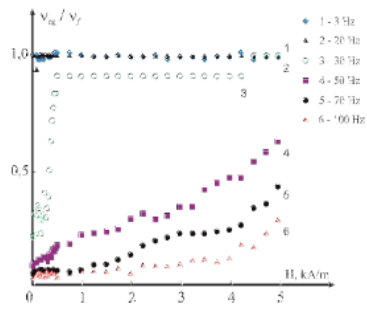


Рис. 5. Зависимость относительной частоты вращения квазитвердых агрегатов от величины постоянного магнитного поля

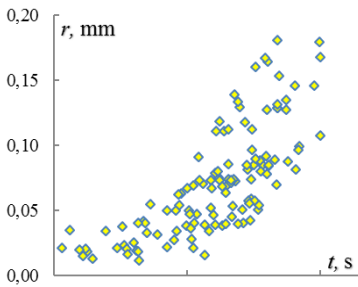


Рис. 6. Зависимость размера «клубка» от времени. Частота вращающегося поля 30 Гц, напряженность 1,8 кА/м

агрегаты, частота вращения которых увеличивалась с ростом величины постоянного магнитного поля. При этом относительная частота, оказалась монотонно возрастающей (рис. 5, кривые 3–6).

Были проведены дополнительные исследования зависимости размера «клубка» от времени воздействия вращающегося поля. Установлено, что монотонное увеличение их размера происходило как за счет объединения друг с другом, так и присоединения отдельных обособ-



ленных агрегатов. Наблюдение проводилось до тех пор, пока объект не становился больше размера видимой области. Полученные результаты представлены на рис. 6. Очевидно, что по прошествии достаточно длительного времени данная зависимость должна выходить на насыщение, при установлении равновесия гидродинамических и магнитодипольных сил.

Анализ процессов намагничивания магнитного коллоида, содержащего развитую систему намагниченных агрегатов, позволил установить, что его магнитное состояние существенно отличается от однородного магнитного коллоида. В диапазоне температур, соответствующих жидкому состоянию дисперсионной среды, релаксационные характеристики агрегированного коллоида аналогичны дипольным или супер-спиновым стеклам. Исследование поведения системы намагниченных агрегатов во вращающемся магнитном поле, показало, что агрегаты объединяются, образуя кластеры. Были проведены измерения частоты вращения агрегатов в зависимости от частоты вращающегося и напряженности стационарного магнитных полей, произведены измерения зависимости размера кластера от времени.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках базовой части государственного задания вузам в сфере научной деятельности.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. O. Sandre, J. Browaeys, R. Perzynski, J.-C. Bacri, V. Cabuil, and R. E. Rosensweig. Assembly of microscopic highly magnetic droplets: Magnetic alignment versus viscous drag // Phys. Rev. E. – 1999. – Vol. 59. – P. 1736.
2. S. Melle, G.G. Fuller, and M.A. Rubio. Structure and dynamics of magnetorheological fluids in rotating magnetic fields // Phys. Rev. E. – 2000. – Vol. 61. – P. 4111.
3. R. Patel, B. Chudasama, Hydrodynamics of chains in ferrofluid-based magnetorheological fluids under rotating magnetic field // Phys. Rev. E. – 2009. – Vol. 80. – P. 012401.
4. Gladkikh D.V., Dikansky Yu.I., Kolesnikova A.A. Structural organization in magnetic fluids with magnetized aggregates in rotating magnetic field // Solid State Phenomena. – 2015. – Vol. 233-234. – pp. 318-322.
5. Dikanskii Y.I., Vegera Z.G., Zakinyan R.G., Nechaeva O.A., and Gladkikh D.V. On the possibility of structural and magnetic ordering in magnetic colloids // Colloid J. – 2005. – Vol. 67, No. 2. – pp. 134-139.
6. Dikanskii Y.I., Gladkikh D. V., Kunikin S. A., Zolotukhin A. A. On magnetic ordering in colloids of single-domain particles // Tech. Phys.. – 2012. – Vol. 57, No. 5. – pp. 711-715.

## ОСОБЕННОСТИ НАМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ВОДНОЙ ОСНОВЕ

Диканский Ю.И.,<sup>1</sup> \* Испирян А.Г.,<sup>1</sup> Куникин С.А.,<sup>1</sup> Дроздов А.С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Северо-Кавказский федеральный университет,

Ставрополь, Российская Федерация;

355017, Ставропольский край, г. Ставрополь, Пушкина, 1

<sup>2</sup> Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Российская Федерация,

197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49.

E-mail: Dikansky@mail.ru

**Аннотация.** В представленной работе исследованы магнитные свойства магнитных жидкостей на основе воды. Обнаружены особенности хода температурных зависимостей восприимчивости вблизи температуры фазового перехода воды, которые связаны как с уникальным изменением плотности воды в области температуры ее замерзания, так и с магнитными изменениями в образовавшихся областях коллоида с плотной упаковкой частиц

**Ключевые слова:** магнитные жидкости, магнитная восприимчивость, суперпарамагнетизм, фазовый переход.

## FEATURES OF MAGNETIZATION OF A WATER-BASED MAGNETIC LIQUID

Dikansky Yu.I. <sup>1\*</sup>, Ispiryay A.G. <sup>1</sup>, Kunikin S.A. <sup>1</sup>, Drozdov A.S. <sup>2</sup>

<sup>1</sup> North Caucasus Federal University, Stavropol, Russia

<sup>2</sup> ITMO University, Sankt Petersburg, Russia

E-mail: Dikansky@mail.ru

**Abstract.** The magnetic properties of water based ferrofluid investigated. The features of the behavior of the temperature dependences of the susceptibility near the temperature of the phase transition of water have been revealed, which are associated both with a unique change in the density of water in the region of its freezing point and with magnetic changes in the formed regions of the colloid with close packing of particles

**Keywords:** ferrofluid, magnetic susceptibility, superparamagnetic particles, phase transition

### Введение

Магнитные жидкости – высокодисперсные коллоиды ферри- и ферромагнетиков в настоящее время продолжают привлекать широкий интерес исследователей [1, 2].

Наиболее распространенными являются магнитные жидкости на углеводородных основах. Гораздо меньшее внимание уделено магнитным жидкостям на водных основах применяемых, в биомедицинских технологиях [3, 4].

Магнитные жидкости способны эффективно взаимодействовать с магнитными полями при сохранении текучести. При этом в изучении магнитных свойств особое место занимают температурные исследования намагниченности и магнитной восприимчивости, позволяющие отслеживать возможные структурные и фазовые превращения в таких системах. Ранее подобные исследования для магнитных жидкостей на углеводородных основах проводились в ряде работ [5-10]. Температурная зависимость их магнитной восприимчивости имеет ряд особенностей, например, наличие максимума. В настоящей работе проведено исследование особенностей хода температурной зависимости магнитной восприимчивости магнитных коллоидов на основе воды.

Объемная концентрация твердой фазы в образце №1 составляла 1,4 %, в образце №2 - 1,6%. Средний диаметр частиц 8 нм (данные ТЕМ).

Кривые намагничивания исследованных образцов в области температур, соответствующих их жидкому состоянию имеют безгистерезисный вид. Построение полученных кривых намагничивания, полученных при различных температурах в координатах  $M - H/T$  показало, что они близки к совмещению, характерному для системы однодоменных частиц, находящихся в суперпарамагнитном состоянии.

Исследована зависимость магнитной восприимчивости образцов от температуры. Оказалось, что при температуре перехода образцов из твердого состояния в жидкое (273 К) кривая зависимости  $\chi'(T)$  имеет острый минимум, не наблюдавшийся ранее для магнитных жидкостей на углеводородных основах. При более низких температурах, соответствующих твердому состоянию образцов, на этой кривой наблюдается максимум, температура которого зависит от частоты измерительного поля и дополнительного воздействия постоянного магнитного поля. При достижении температуры 273 К, в результате ее понижения от комнатных температур, не происходит значительного изменения магнитной восприимчивости. Однако, при  $T = 264.5$  К, уменьшение температуры сменяется на ее быстрый рост и она вновь принимает значение, близкое к 273 К, при этом магнитная восприимчивость скачкообразно уменьшается. Такое поведение магнитной восприимчивости связано с затвердеванием образца в переохлажденном состоянии.

Для подтверждения этого были проведены сопоставления зависимостей изменения температуры образца и его магнитной восприимчивости от времени, полученные в результате охлаждения образца рабочей жидкостью термостата с фиксированным значением температуры 240 К (рис.1). В этом случае температура образца понижалась с течением времени от первоначального значения до температуры жидкости

в термостате. Как видно из рисунка на графике зависимости температуры от времени (кривая 1) при  $T = 264,5$  К наблюдается аномалия, характерная для процесса замерзания переохлажденной жидкости. При этом зависимость магнитной восприимчивости от времени (кривая 2) претерпевает скачок в течение этого же промежутка времени.

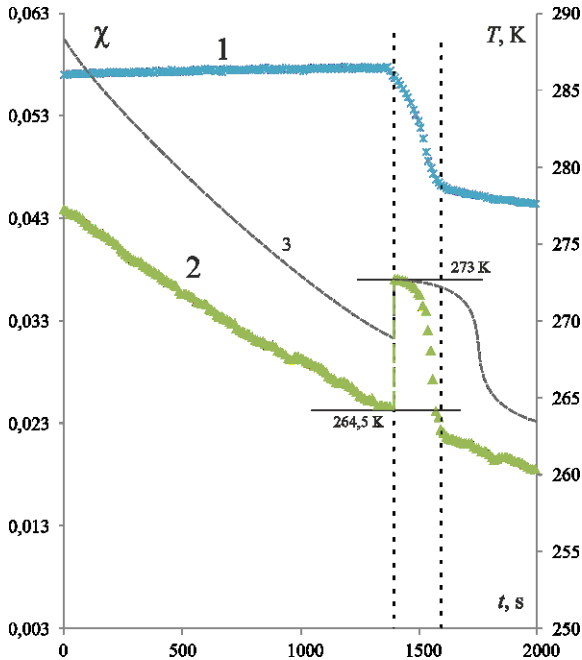


Рис. 1 Кривая 1 - Зависимость действительной части магнитной восприимчивости от времени для образца №1; Кривая 2 - зависимость температуры от времени для образца №1. Кривая 3 соответствует зависимости температуры от времени для деионизированной воды

Проведенные расчеты показали, что в области температур, включающую температуру замерзания образцов, время неелевской релаксации магнитного момента частиц в исследованных коллоидах не превышает 2 мкс.

При анализе результатов предполагалось, что наночастицы находятся в суперпарамагнитном состоянии. В противном случае затвердевание образца должно приводить к скачкообразному уменьшению магнитной восприимчивости за счет блокировки броуновских степеней свободы.

Предположено, что в области температур, соответствующих твердому состоянию образцов, их однородность, очевидно, нарушена вследствие кристаллизации дисперсионной среды. В результате, возникают области с повышенной концентрацией дисперсной фазы, где взаимодействие частиц может быть существенным. В этом случае время релаксации их моментов должно превышать время релаксации момента отдельно расположенной частицы. Очевидно, дополнительное воздействие постоянного магнитного поля на систему близко расположенных взаимодействующих частиц может приводить к результатам не характерным для отдельных частиц, что и наблюдается в эксперименте.

Другой причиной обнаруженных низкотемпературных максимумов может быть переход ансамбля взаимодействующих однодоменных частиц в состояние так называемого дипольного стекла [6].

### Заключение

Температурные зависимости магнитной восприимчивости магнитных коллоидов, дисперсионной средой которых является вода, имеют существенные отличия от подобных зависимостей для магнитных жидкостей на углеводородных основах. Они обусловлены как оригинальными особенностями изменения плотности воды в области температуры ее замерзания, так и изменением структурного состояния коллоида в результате кристаллизации. Дополнительные особенности изменения магнитных свойств при переходе коллоида из жидкого состояния в твердое могут иметь место вследствие возможности такого перехода в условиях переохлаждения.

*Работа выполнена при поддержке Министерства Науки и высшего образования Российской Федерации (проект 0795-2020-0030).*

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Torres-Díaz I., Rinaldi C. Recent progress in ferrofluids research: novel applications of magnetically controllable and tunable fluids // *Soft Matter*. 2014. Vol. 10, № 43.
2. A. Joseph, S. Mathew Ferrofluids: synthetic strategies, stabilization, physicochemical features, characterization, and applications // *ChemPlusChem* 2014, Vol. 79, P. 1382 – 1420.
3. J. Giria, P. Pradhan, V. Somani, H. Chelawat, S. Chhatre, R. Banerjee, D. Bahadur Synthesis and characterizations of water-based ferrofluids of substituted ferrites  $[\text{Fe}_{1-x}\text{B}_x\text{Fe}_2\text{O}_4, \text{B}=\text{Mn}, \text{Co} (x=0-1)]$  for biomedical applications // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2008. Vol. 320. P. 724-730.
4. G.V. Kurlyandskaya, L.S. Litvinova, A.P. Safronov, V.V. Schupletsova, I.S. Tyukova, O.G. Khaziakhmatova, G.B. Slepchenko, K.A. Yurova, E.G. Cherempey, N.A. Kulesh, R. Andrade, I.V. Beketov, I.A. Khlusov Water-based suspensions of iron oxide nanoparticles with electrostatic or steric stabilization by chitosan: fabrication, characterization and biocompatibility // *Sensors*. 2017. 17. 2605.

5. Dikanskii Y.I. Experimental investigation of effective magnetic fields in a magnetic fluid // *Magneto hydrodynamics*. 1982. Vol. 18, № 3. P. 237–240.
6. Minakov A.A., Zaitsev I.A., Lesnih U.I. Critical behaviour of magnetic fluids near superparamagnetic- dipole-glass transition // *J. Magn. Magn. Mater.* 1990. Vol. 85, № 1–3. P. 60–62.
7. Pshenichnikov A.F., Lebedev A. V., Morozov K.I. Effect of interaction between particles on the magnetostatic properties of magnetic liquids // *Magneto hydrodynamics*. 1987. Vol. 23, № 1. P. 31–36.
8. Kantorovich S. и др. Nonmonotonic magnetic susceptibility of dipolar hard-spheres at low temperature and density // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Т. 110. № 14. С. 1–5.
9. Dikanskii Y.I. et al. On the Nature of the maximum in the temperature dependence of magnetic liquid susceptibility // *Tech. Phys.* 2015. Vol. 60, № 8. P. 1204–1207
10. Kunikin S., Zakinyan A., Dikansky Y. Temperature dependence of dynamic magnetic properties of superparamagnetic magnetite nanoparticles powder // *J. Magn. Magn. Mater.* 2019. Vol. 483. P. 178–182.

## ОСОБЕННОСТИ ЗАВИСИМОСТЕЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ НАСЫЩЕНИЯ И МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МАГНИТНОГО КОЛЛОИДА НА ОСНОВЕ УНДЕКАНА ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ

Диканский Ю.И.<sup>1</sup>, Испирян А.Г.<sup>1</sup>, Арефьев И.М.<sup>2</sup>, Куникин С.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Северо-Кавказский федеральный университет,  
Ставрополь, Россия

<sup>2</sup> ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический университет  
имени В.И. Ленина», г. Иваново, Российская Федерация  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, д. 34,  
e-mail: Dikansky@mail.ru

**Аннотация.** Исследованы намагниченность и функциональные зависимости магнитной восприимчивости магнитного коллоида на основе ундекана с магнетитовыми частицами. Предложен простой метод оценки размера коллоидных частиц с учетом наличия на их поверхности немагнитного слоя известной толщины. На основе результатов экспериментального исследования магнитной восприимчивости коллоида рассчитана концентрационная зависимость эффективного поля, характеризующего влияние на процессы намагничивания коллоида взаимодействия частиц. Проведено сопоставление полученной зависимости с концентрационными зависимостями эффективных полей, построенных на основе известных теоретических разработок.

**Ключевые слова:** магнитные наночастицы, магнитная восприимчивость, намагниченность насыщения, эффективное поле.

## PECULIARITIES OF SATURATION MAGNETIZATION AND MAGNETIC SUSCEPTIBILITY ON UNDECANE-BASED FERROFLUID ON CONCENTRATION

Yu. I. Dikansky<sup>1</sup>, A. G. Ispiryan<sup>1</sup>, I. M. Arefyev<sup>2</sup>, S. A. Kunikin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>North-Caucasus Federal University,  
Stavropol, Russia

<sup>2</sup>Ivanovo State Power University,  
Ivanovo, Russia  
e-mail: Dikansky@mail.ru

**Abstract.** The magnetization and functional dependences of the magnetic susceptibility of a undecane-based ferrofluid with magnetite particles investigated. Based on the analysis of the obtained concentration dependence of the saturation magnetization, a simple method is proposed for estimating the size of colloidal particles, taking into account the presence of a nonmagnetic layer of known thickness on their surface. Using the obtained concentration dependence of the low-field static susceptibility, the concentration dependence of the effective field, which characterizes the effect of particle interaction on the colloid magnetization processes, was

calculated using a novel method. The obtained dependence compared with the concentration dependences of effective fields described by the known models.

**Key words:** magnetic nanoparticles, magnetic susceptibility, saturation magnetization, effective field.

Магнитные коллоиды, получившие известность благодаря уникальному сочетанию их текучести и способности эффективно взаимодействовать с магнитным полем, продолжают привлекать внимание исследователей [1, 2]. Первоначально считалось [3, 4], что описание намагничивания возможно на основе теории Ланжевена.

В дальнейшем выяснилось, что магнитные свойства многом зависят от свойств магнитных наночастиц, их взаимодействия и агрегирования в системе. Вследствие существенного взаимодействия частиц, намагниченность магнитных коллоидов от напряженности поля не описывается теорией Ланжевена, а концентрационная зависимость магнитной восприимчивости не является линейной [5, 6]. Исследования магнитной восприимчивости магнитных коллоидов в переменных полях позволяет получить информацию о кинетике намагничивания, структурном и фазовом состоянии, их изменениях.

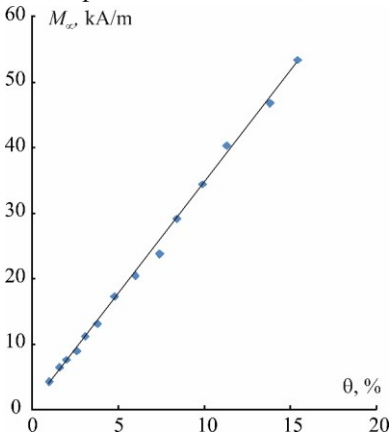


Рис. 1. Зависимость магнитной восприимчивости магнитного коллоида от концентрации

Измерения намагниченности образцов, а также определения намагниченности насыщения использовался вибрационный магнетометр LakeShore VSM 7410-S. Динамическая магнитная восприимчивость исследовалась мостовым методом.

Установлено, что концентрационная зависимость намагниченности насыщения исследованного коллоида близка к линейной. С учетом связи намагниченности насыщения коллоида с намагниченностью насыщения  $M_s$  материала частиц  $M_\infty = M_s \theta$  полученная зависи-

мость была использована для определения  $M_s$ . Значение оказалось равным 341 кА/м, что существенно меньше табличного значения намагниченности насыщения магнетита. Обнаруженное несоответствие может быть связано с наличием немагнитного слоя на поверхно-



сти однодоменных частиц, толщина которого определяется постоянной кристаллической решетки [7-9].

Из сравнения  $M_S^0$  (486 кА/м) для магнетита и намагниченности насыщения, определенной из данных рис.1 (341 кА/м) определен диаметр всей частицы (15 нм) и магнитного ядра (13,3 нм).

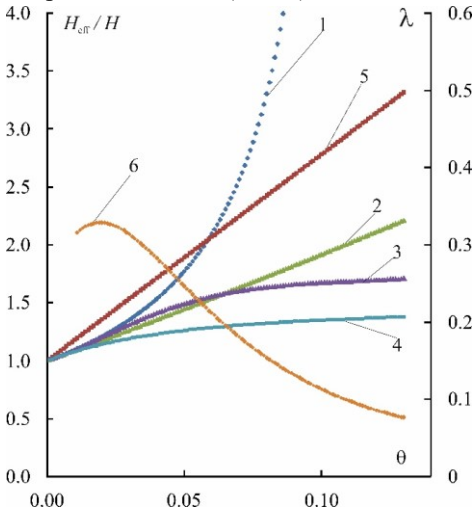


Рис. 2 Зависимость относительной величины эффективного магнитного поля (левая ось) от концентрации магнитного коллоида.

Теоретические модели: 1 – модель Лоренца, 5 – Онзагера, 2 – модифицированного среднего поля, 4 – кластерное разложение.

Кривая 3 получена из экспериментальных данных.

Зависимость параметра эффективного поля от концентрации (правая ось) кривая 6

лей, анализ некоторых проведен в [12].

Проведенные расчеты позволили определить  $H_{eff}$  при различных значениях концентрации частиц (рис. 2).

Как можно видеть из рисунка 2 в интервале концентраций от 0 до 1 % все зависимости. При более высоких  $\theta$  наблюдаются существенные различия. Наилучшее согласие экспериментальных данных в области концентраций ( $\leq 2\%$ ) обнаружено для эффективного поля модели Лоренца. В области более высоких концентраций наблюдается существенное различие.

Концентрационная зависимость низкополевой магнитной восприимчивости  $\chi$  не является линейной, при этом ее крутизна заметно увеличивается при превышении объемной концентрации  $\theta$  8–9%. Ранее нелинейность концентрационной зависимости восприимчивости отмечалась в работах [5, 10]. Это связывалось с проявлением взаимодействия. В этом случае, напряженность поля, действующего на отдельную частицу полагается большей напряженности внешнего поля за счет собственных полей остальных частиц. Величина эффективного поля может быть определена в рамках ряда моде-

Исследованы намагниченность и функциональные зависимости магнитной восприимчивости магнитной жидкости на основе ундекана. Исследование концентрационной зависимости намагниченности насыщения коллоида позволили оценить толщину немагнитного слоя. Проведено сопоставление полученной зависимости с известными теоретическими моделями. Наилучшее согласие с данными эксперимента при  $\theta \leq 2\%$  наблюдается для эффективного поля Лоренца, а при  $\theta \leq 7\%$  – для эффективного модифицированного поля.

*Работа выполнена при поддержке Министерства Науки и высшего образования Российской Федерации (проект 0795-2020-0030)*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Torres-Díaz I., Rinaldi C. Recent progress in ferrofluids research: novel applications of magnetically controllable and tunable fluids // *Soft Matter*. 2014. Vol. 10, № 43.
2. Joseph A., Mathew S. Ferrofluids: Synthetic Strategies, Stabilization, Physicochemical Features, Characterization, and Applications // *Chempluschem*. 2014.
3. Shliomis M.I. Magnetic fluids // *Sov. Phys. Uspekhi*. 1974. Vol. 17, № 2. P. 153.
4. Neuringer J.L., Rosensweig R.E. Ferrohydrodynamics // *Phys. Fluids*. 1964. Vol. 7, № 12. P. 1927.
5. Dikanskii Y.I. Experimental investigation of effective magnetic fields in a magnetic fluid // *Magneto hydrodynamics*. 1982. Vol. 18, № 3. P. 237–240.
6. Pshenichnikov A.F., Lebedev A. V., Morozov K.I. Effect of interaction between particles on the magnetostatic properties of magnetic liquids // *Magneto hydrodynamics*. 1987. Vol. 23, № 1. P. 31–36.
7. Kaiser R., Miskolczy G. Magnetic properties of stable dispersions of subdomain magnetite particles // *J. Appl. Phys.* 1970. Vol. 41, № 3. P. 1064–1072.
8. Blums E.S., Cebers A.O., Maiorov M.M. *Magnetic Fluids*. De Gruyter, 1997. 430 p.
9. Bica D., Vékás L., Raşa M. Preparation and magnetic properties of concentrated magnetic fluids on alcohol and water carrier liquids // *J. Magn. Magn. Mater.* 2002. Vol. 252. P. 10–12.
11. Morozov K.I. et al. Magnetic properties of ferrocolloids: The effect of interparticle interactions // *J. Magn. Magn. Mater.* 1987. Vol. 65, № 2–3. P. 269–272.
12. Pshenichnikov A.F., Lebedev A. V. Magnetic susceptibility of concentrated ferrocolloids // *Colloid J.* 2005. Vol. 67, № 2. P. 189–200.

**МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА,  
ТЕПЛО– И МАССООБМЕН,  
КОНВЕКЦИЯ И ВОЛНЫ**

## МАТРИЧНЫЙ МЕТОД АНАЛИЗА ТЕПЛОМАССОБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМАХ

**Жуков В.П.<sup>1</sup>, Барочкин А.Е.<sup>1</sup>, Шумилова М.С.<sup>1</sup>, Otwinowski H.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», г. Иваново, Российская Федерация  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, д. 34,

E-mail: zhukov-home@yandex.ru

<sup>2</sup>Institute of Thermal Machinery, Czestochowa University of Technology,  
Czestochowa, Poland;

E-mail: henryk\_ot@go2.pl

**Аннотация.** В рамках разработанной модели тепломассообменных процессов в многоступенчатых аппаратах сформулирована и решена задача оптимизации структуры и режима работы многоступенчатых систем фракционирования дисперсных материалов. Получено решение задачи, позволяющее оценить эффективность технологической системы по выбранной целевой функции.

**Ключевые слова:** оптимизация, математическая модель, многоступенчатые системы, фракционирование дисперсных сред, баланс массы, гетерогенные потоки.

## MATRIX METHOD OF ANALYSIS OF HEAT AND MASS EXCHANGE PROCESSES IN HETEROGENEOUS SYSTEMS

**Zhukov V.P.<sup>1</sup>, Barochkin A.E.<sup>1</sup>, Shumilova M.S.<sup>1</sup>, Otwinowski H.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Ivanovo State Power Engineering University,  
153003, Ivanovo, Russian Federation

E-mail: zhukov-home@yandex.ru

<sup>2</sup>Institute of Thermal Machinery, Czestochowa University of Technology,  
Czestochowa, Poland;

E-mail: henryk\_ot@go2.pl

**Abstract.** In the framework of the previously developed model of the process of heat and mass transfer processes in multistage apparatuses, the problem of optimizing the structure and operation mode of multistage systems for fractionation of dispersed materials is formulated and solved. A solution to the problem has been obtained that allows one to evaluate the effectiveness of the technological system by the selected objective function.

**Key words:** optimization, mathematical model, multi-stage systems, fractionation of dispersed media, mass balance, heterogeneous flows.

ЖУКОВ Владимир Павлович, заведующий кафедрой прикладной математики ИГЭУ, д.т.н., профессор, член ряда диссертационных советов по защите кандидатских и докторских диссертаций. Является научным руководителем и исполнителем ряда международных проектов по новым методам математического моделирования процессов в дисперсных средах.

БАРОЧКИН Алексей Евгеньевич, доцент кафедры тепловых электрических станций ИГЭУ, к.т.н., доцент. Специалист в области математического моделирования тепломассообменных процессов в гетерогенных средах. Имеет многочисленные публикации по этой проблематике.

ШУМИЛОВА Мария Сергеевна, магистрант ИГХТУ, специалист в области моделирования совмещенных процессов, имеет ряд публикаций по этой тематике.

OTWINOWSKI Henryk (Отвиновски Хенрик), доктор технических наук, профессор, Institute of Thermal Machinery, Czestochowa University of Technology, Польша. Специалист в области механической технологии переработки дисперсных материалов. С 2010 г. совместно с В.П. Жуковым развивает это научное направление.

В ряде технологий в энергетической, нефтехимической и пищевой отраслях промышленности из исходного сырья требуется получить несколько готовых продуктов, каждый из которых обладает своими потребительскими свойствами. В энергетике примером таких технологий является фракционирование топлива для эффективного его сжигания [1, 2]. Производительность по готовым продуктам и экономическая эффективность таких систем могут существенно зависеть от структуры технологической схемы и режима ее функционирования. Разработка и реализация оптимальных технологий получения готовых порошков требуемого качества является актуальной задачей для химической, энергетической и смежных отраслей промышленности.

Объектом исследования являются многоступенчатые системы фракционирования дисперсных материалов [1,3]. В качестве предмета исследования рассматривается постановка и решение задач оптимизации многоступенчатых систем фракционирования дисперсных сыпучих материалов.

Целью исследования является повышение эффективности проектирования и функционирования многоступенчатых систем фракционирования дисперсных сыпучих материалов.

Для достижения поставленной цели решаются следующие задачи:

- постановка задачи оптимизации структуры и режима работы многоступенчатых систем с произвольной конфигурацией связей между подсистемами;
- получение решения оптимизационной задачи для многоступенчатых систем фракционирования дисперсных материалов.

Ранее нами разработан подход к моделированию многокомпонентных тепломассообменных систем [3]. В данной работе предлагается развитие подхода путем постановки и решения оптимизационных задач на основе разработанных моделей.

В общем виде задача выбора оптимальных технологических систем может быть сформулирована следующим образом [2,4]. Обозначим через  $\alpha$  –вектор известных параметров,  $\mathbf{X}$  –искомый вектор решений как совокупность искомых параметров,  $\mathbf{W}$ –целевую функцию или показатель эффективности решения. При заданном комплексе условий  $\alpha$  найти такое решение  $\mathbf{X} = \mathbf{X}^*$ , которое обеспечивает экстремальное значение показателя эффективности  $\mathbf{W}$ . Для исследуемых систем в качестве целевой функции предлагается использовать экономическую эффективность функционирования системы, которая определяется суммой произведений производительности системы по  $i$ -му готовому продукту  $V_i$  на его стоимостной показатель  $c_i$ :

$$\mathbf{W} = \sum_i c_i V_i(\alpha, \mathbf{X}) \Rightarrow \max_{\mathbf{X}} \quad (1)$$

В качестве искомого вектора решений предлагается набор параметров, который однозначно определяет структуру системы и режим ее работы. Искомый вектор  $\mathbf{X}$  представляется как совокупность двух векторов  $\mathbf{X} = [\mathbf{X}_1 \quad \mathbf{X}_2]$ , первый из которых  $\mathbf{X}_1$  определяет структуру системы, а второй  $\mathbf{X}_2$  – режим ее работы. Предложенная запись означает объединение компонентов вектора  $\mathbf{X}_1$  и вектора  $\mathbf{X}_2$  в вектор  $\mathbf{X}$ , при этом число компонентов (проекций) искомого вектора  $\mathbf{X}$ , определяется суммой числа проекций векторов  $\mathbf{X}_1$  и  $\mathbf{X}_2$ . При анализе только структуры системы фиксируются режимные параметры ( $\mathbf{X}_2 = \text{const}$ ), а при оптимизации только режима фиксируется набор параметров, определяющий структуру системы ( $\mathbf{X}_1 = \text{const}$ ). Такое представление вектора искомых параметров позволяет решение сложной задачи одновременной оптимизации режима и структуры разбить на последовательное решение двух более простых задач: структурной и режимной оптимизации.

Без ущерба для общности подхода к постановке оптимизационной задачи дальнейший анализ будем проводить на примере многоступенчатой системе фракционирования дисперсных сред [1]. Для описания набора искомых параметров, определяющих структуру системы, предлагается использовать код, который позволяет однозначно определить структуру системы. Процедура кодификации представлена следующими правилами:

1. Система разбивается на подсистемы или ступени, каждой из которых присваивается номер. Каждая ступень имеет один вход и два выхода: мелкий и крупный продукты.

2. Код состоит из ячеек, разделенных знаками (например, точками). Каждая ячейка соответствует предварительно пронумерованным элементам схемы; возрастание номера ступени в коде идет справа налево.

3. В ячейке для каждой ступени размещается два числа: справа – номер элемента, в который уходит поток мелкой фракции, слева – номер элемента, в который уходит поток крупной фракции ступени.

4. Если после какого-либо элемента один или несколько потоков покидают схему, то в соответствующем месте кода ставится ноль.

Расчетная схема системы из шести ступеней классификации приведена на рис. 1. Пример кода структуры, который для этой системы включает двенадцать цифр, также представлен на рисунке.

Предложенный подход позволяет однозначно кодировать структуру любой технологической схемы и автоматизировать процедуру составления ее матричной математической модели [3].

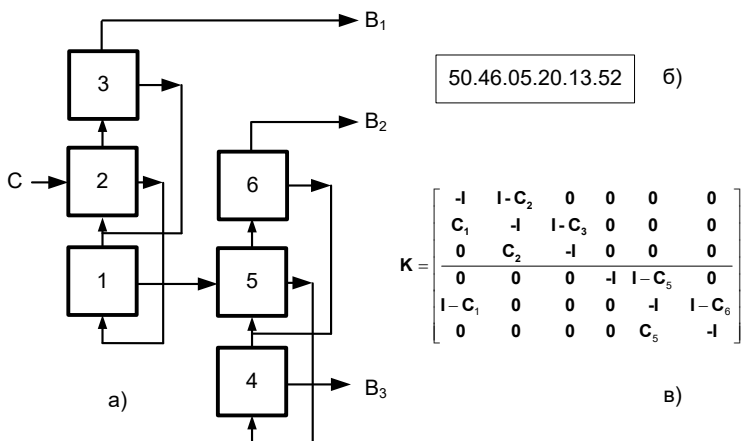


Рис. 1. Расчетная схема (а), код структуры (б) и технологическая матрица модели системы фракционирования (в): С–подача сырья, В<sub>і</sub>–выход і-го готового продукта

Для расчета фракционных составов продуктов в любой точке системы из n ступеней при анализе m фракций порошка используется матричная модель [1,3]

$$K F = -F_0 \tag{2}$$

здесь **K** – технологическая матрица модели размера n×n блоков или mn×mn элементов; **F** – блочная матрица-столбец размера n×1 блоков-столбцов или mn×1 элементов, описывающая фракционные составы

продуктов на входе во все  $n$  элементов схемы;  $F_0$  – блочная матрица такого же размера, описывающая фракционные составы внешних продуктов, подаваемых в систему.

Для описания процесса классификации в ступени используется вероятностная оценка [5] попадания фракции в тонкий продукт. В качестве основной характеристики разделения в ступени применяется кривая разделения в виде диагональной матрицы  $C$ , элементы которой показывают вероятность перехода фракции в тонкий продукт [1].

Решение уравнения (2) позволяет рассчитать фракционные составы и производительности продуктов в произвольной точке системы, а при заданной стоимости готовых продуктов определить значение целевой функции оптимизации согласно (1).

Вид матриц  $K$  для анализируемой системы представлен на рис. 1, в. Сама матрица  $K$  может быть построена согласно универсальному алгоритму [3] для произвольной структуры системы.

Вектор  $x_2$  режимных параметров оптимизации предлагается в рамках рассматриваемой матричной модели представить распределением граничных размеров классификации [5] по ступеням системы.

Уравнения (1)–(2) представляют математическую формулировку оптимизационной задачи многоступенчатых систем фракционирования дисперсных сред.

Решение сформулированной задачи рассматривается на примере системы, представленной на рис. 1. В ходе решения задачи для выбранной структуры ( $x_1 = \text{const}$ ) определяется вектор режимных параметров ( $x_2 = x_2^*$ ), которому соответствует максимальное значение целевой функции (1). Оптимизационная задача решается численно методом Монте-Карло (ММК) [2,4] согласно следующему алгоритму:

1. Случайным образом генерируется вектор искомых решений, каждое значение которого выбирается в заданном диапазоне.

2. Согласно (2) рассчитываются фракционные составы, доли и производительности по готовым продуктам.

3. Согласно (1) определяется значение целевой функции оптимизации, которое сравнивается с максимальным значением. Если текущее значение целевой функции оказывается больше максимального, то максимальное значение обновляется.

4. Пункты 1,2,3 выполняются заданное число раз или до достижения заданного значения целевой функции.

Для численного решения оптимизационной задачи по предложенному алгоритму разработана компьютерная программа для его реализации в среде MATLAB. На стадии предварительных исследований проверялась сходимость метода к оптимальному решению. Анализ по-



казывает, что при числе генераций порядка  $10^6$  значение целевой функции стабилизируется. Найдено решение задачи в виде оптимального распределения параметров оптимизации по ступеням, производительности и фракционных составов готовых продуктов, которым соответствует максимальное значение целевой функции.

**Выводы.** В рамках проведенных исследований сформулирована задача оптимизации процессов фракционирования дисперсных материалов; получено ее частное решение, проведен анализ полученных результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mizonov V.E., Zhukov V.P., Bernotat S. Simulation of Grinding: New Approaches. – ISPU Press. Ivanovo, 1997. – 108 p.
2. Жуков В.П., Барочкин Е.В. Системный анализ энергетических тепломассообменных установок. – Иваново: ИГЭУ, 2009. – 176 с.
3. Матричный метод расчета сложных тепломассообменных систем с многокомпонентными теплоносителями / А.Е. Барочкин, В.П. Жуков, М.С. Шумилова [и др.] // Вестник ИГЭУ. – 2020. – №. 1. – С. 59-68.
4. Моисеев Н. Н. Математические задачи системного анализа. – М.: Наука, 1981. – 488 с.
5. Мизонов В.Е., Ушаков С.Г. Аэродинамическая классификация порошков. – Прес. Иваново: ИГЭУ, 2014. – 160 с.

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В СФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЕ ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ И ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЯХ

Мизонов В.Е.<sup>1</sup>, Митрофанов А.В.<sup>1</sup>, Басова Е.В.<sup>1</sup>, Tannous К.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический университет  
имени В.И. Ленина», г. Иваново, Российская Федерация  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, д. 34,

<sup>2</sup>University of Campinas, Av. Albert Einstein,  
500, 13083-852 - Campinas, Brazil

E-mail: katia@feq.unicamp.br<sup>2</sup>, mizonov46@mail.ru<sup>1</sup>

**Аннотация.** Целью исследования является построение простой, но информативной модели для описания нелинейной теплопроводности в многослойной сферической частице с фазовыми переходами и/или химическими реакциями в слоях. Модель базируется на теории цепей Маркова для цепи с ячейками переменного объема и возможными источниками теплоты и массы в слоях. Цепь формируется в шаровом секторе. Для нее формируется матрица теплопроводности (матрица переходных вероятностей), в которой перенос теплоты за малый промежуток времени зависит от локального теплофизического состояния ячейки. На внешней границе цепи задана температура внешнего теплового источника, в общем случае зависящая от времени. Рассмотрены два случая протекания процесса. Первый относится к тепловому процессу в трехслойной частице, в которое легкоплавкий внутренний слой окружен тугоплавкими внешними. Второй – к процессу в однородной частице при выгорании с внешней поверхности (так называемая задача Стефана). В обоих случаях численные эксперименты с моделями дают физически непротиворечивые результаты.

**Ключевые слова:** теплопроводность, фазовый переход, многослойная сферическая частица, ячеечная модель, плавление, отвердевание, выгорание, распределение температуры, распределение содержания фаз.

## NON-LINEAR THERMO-PHYSICAL PROCESSES IN A SPHERICAL PARTICLE WITH PHASE TRANSFORMATION AND CHEMICAL REACTIONS

Mizonov V.E.<sup>1</sup>, Mitrofanov A.V.<sup>1</sup>, Basova E.V.<sup>1</sup>, Tannous K.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Ivanovo State Power Engineering University,  
153003, Ivanovo, Rabfakovskaya 34, Russian Federation

<sup>2</sup> Chemical Engineering School, University of Campinas, Av. Albert  
Einstein, 500 (Cidade Universitária),  
13083-852 - Campinas-SP, Brazil

E-mail: katia@feq.unicamp.br<sup>2</sup>; mizonov46@mail.ru<sup>1</sup>

**Abstract.** The objective of the study is to build a simple yet informative model to describe the non-linear heat conduction in a multi-layer spherical particle with phase transformation and/or chemical reactions in the layers. The model is based on

the theory of Markov chains for the chains with variable volume and possible sources of heat and mass in the cells. The chain is being formed in the spherical sector. The matrix of heat conduction (the matrix of transition probabilities) is being formed for the chain, in which the heat transfer during a small time step depends on the local thermo-physical state of a cell. The temperature of an external heat source that depends on time in general case is given near outside border of the chain. Two cases of such process are examined. The first one is related to the tri-layer particle, in which the intermediate low-melt layer is surrounded by high-melt external layer. The second one concerns the homogeneous particle with its burnout from the outside surface (the so-called Stephan's problem). In the both cases, numerical experiments with the models give physically consistent results.

**Key words:** heat conduction, phase transformation, multi-layer spherical body, cell model, melting, solidification, burnout, temperature distribution, phase content distribution.

МИЗОНОВ Вадим Евгеньевич – профессор кафедры прикладной математики ИГЭУ, д.т.н., профессор, Заслуженный деятель науки РФ, член правления рабочей группы Европейской федерации инженеров-химиков. Является научным руководителем четырех международных проектов по новым методам математического моделирования процессов в дисперсных средах. Работал посещающим профессором в Королевском технологическом институте (Швеция, 1991/92г.) и в горном институте г. Алби (Франция, 2000, 2003, 2005гг.). Член оргкомитета ряда зарубежных международных конференций. Является руководителем гранта РФФИ.

МИТРОФАНОВ Андрей Васильевич, к.т.н., доцент, доцент кафедры прикладной математики ИГЭУ. Имеет более 30-ти публикаций различного уровня по проблемам псевдооживления дисперсных материалов, 2 монографии, 3 патента на полезные модели и 4 зарегистрированных программы для ЭВМ. Является научным руководителем аспиранта и исполнителем гранта РФФИ.

БАСОВА Елена Владимировна, ассистент кафедры высшей математики ИГЭУ. Направление ее исследований – моделирование нелинейной теплопроводности в многослойных средах с фазовыми переходами и химическими реакциями в слоях.

TANNOUS Katia – доктор химической инженерии, профессор факультета химической инженерии университета г. Кампинас, Бразилия. Известный специалист в области псевдооживления, автор многочисленных публикаций и монографий, главный редактор журнала “Brazilian Journal of Chemical Engineering”.

Необходимость расчета теплофизических и химических процессов в неоднородных средах возникает при проектировании оборудования во многих отраслях науки и промышленности. Одним из типичных случаев является теплопроводность в неоднородной среде, осложненная фазовыми переходами или химическими реакциями. Адекватные математические модели позволяют выявить наиболее существенные факторы, влияющие на теплофизические характеристики процесса, и учесть их при анализе и проектировании. Сравнительный анализ подходов к математическому моделированию этих процессов показал, что одним из наиболее эффективных математических инструментов явля-

ется теория цепей Маркова и построенные на ее основе ячеечные модели. Теоретические основы этого подхода описаны в работах [1,2]. Одно из его приложений к описанию теплового процесса в расплавляемом периодически движущимся тепловым источником стержне предложено в работе [3]. Однако в ней рассматривается однородная (однослойная) среда с фиксированной геометрией, что не позволяет применить ее результаты к более широкому спектру решаемых задач. Ниже представлено обобщение этого подхода на случай теплофизических и химических процессов в сферической частице.

Рассматривается сферически симметричный тепловой процесс в шаровой частице, в которой теплота распространяется путем теплопроводности. Из шара выделен шаровой сектор, который в радиальном направлении разбит на  $m$  ячеек одинаковой радиальной длины  $\Delta r$ . Считается, что все параметры внутри каждой ячейки распределены равномерно по ее объему. Параметры состояния выделенной  $j$ -ой ячейки и тепловые потоки из нее показаны на рис.1.

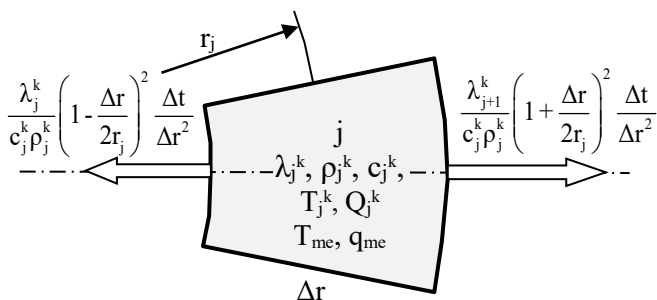


Рис. 1. Ячейка шарового сектора, ее параметры состояния и тепловые потоки из нее

Теплофизические свойства среды заданы теплопроводностью  $\lambda$ , удельной теплоемкостью  $c$  и плотностью  $\rho$ . Эти величины могут меняться от ячейки к ячейке, с течением времени и при изменении ее параметров состояния, которое задано величиной теплоты  $Q$ , температурой  $T$  и содержанием фаз при наличии фазовых переходов. Все величины организованы в векторы-столбцы размером  $m \times 1$ , например,  $\mathbf{Q} = \{Q_j\}$ . Эволюция процесса рассматривается через малые промежутки времени  $\Delta t$ .  $t_k = (k-1)\Delta t$ , где  $k$  – номер временного перехода (дискретный аналог времени). Эта эволюция для замкнутой цепи может быть описана рекуррентным матричным равенством

$$\mathbf{Q}^{k+1} = \mathbf{P}\mathbf{Q}^k, \quad (1)$$

где  $\mathbf{P}$  – матрица переходных вероятностей, или матрица теплопроводности. Общие правила ее построения описаны в работах [1,2]. Применительно к процессу теплопроводности это трехдиагональная матрица, элементы которой имеют вид [3]

$$P_{j,j+1}^k = \frac{\lambda_{j+1}^k}{c_{j+1}^k \rho_{j+1}^k} \left( 1 - \frac{\Delta r}{2r_{j+1}} \right)^2 \frac{\Delta \tau}{\Delta r^2}, \quad j=1, \dots, m-1, \quad (2)$$

$$P_{j+1,j}^k = \frac{\lambda_j^k}{c_j^k \rho_j^k} \left( 1 + \frac{\Delta r}{2r_j} \right)^2 \frac{\Delta \tau}{\Delta r^2}, \quad j=1, \dots, m-1, \quad (3)$$

$$P_{j,j}^k = 1 - P_{j+1,j}^k - P_{j-1,j}^k, \quad j=1, \dots, m. \quad (4)$$

Для многослойной среды наличие слоев регистрируется приписыванием слоям разных теплофизических свойств.

Если внешняя ячейка имеет тепловое взаимодействие с окружающей средой, то на каждом временном переходе ее состояние корректируется по формуле

$$Q_m^{k+1} := Q_m^{k+1} + \alpha(T_{\text{out}}^k - T_m^k)S_m, \quad (5)$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи,  $T_{\text{out}}^k$  – температура окружающей среды, в общем случае зависящая от времени,  $S_m$  – внешняя поверхность крайней ячейки, обычно принимаемая равной единице.

Фазовые переходы в ячейках цепи рассмотрим на примере процесса плавления и отвердевания. При прогреве частицы после каждого временного перехода все ячейки проверяются на фазовое состояние. Если температура в ячейке превышает температуру плавления и в ней еще присутствует твердая фаза, то температура в ней приравнивается температуре плавления, а избыточная теплота идет на плавление твердой фазы. Если твердая фаза в ячейке полностью расплавлена, то продолжается ее прогрев, но уже с другими теплофизическими свойствами. При охлаждении идет противоположный процесс.

На рис. 2 показаны результаты численного эксперимента с разработанной моделью для следующих условий процесса. Имеется трехслойный шар, внутренний и внешний слой которого выполнены из тугоплавкого материала, а средний слой – из легкоплавкого. Расчеты выполнены для следующих параметров процесса. Радиус шара  $R=0.1$  м разделен на  $m=20$  ячеек радиальной длины  $\Delta r = 0.005$  м. Температура плавления промежуточного слоя  $T_{me}=40^\circ\text{C}$ , его скрытая теплота плав-

ления  $q_{mc}=1 \cdot 10^5$  Дж/кг. Считается, что плотность и удельная теплоемкость слоев одинаковы и равны  $1000 \text{ кг/м}^3$  и  $400 \text{ Дж/кг}^\circ\text{C}$  соответственно. Коэффициент теплопроводности внешних тугоплавких слоев равен  $0.8 \text{ Вт/м}^\circ\text{C}$ , а внутреннего легкоплавкого слоя  $0,2 \text{ Вт/м}^\circ\text{C}$ . Начальная температура всего шара равна  $T_j^1=20^\circ\text{C}$ , а температура внешнего теплового источника, который действует только в течение первых 400 мин,  $T_{out}^k=80^\circ\text{C}$ . Коэффициент теплоотдачи от окружающей среды к шару  $\alpha=20 \text{ Вт/м}^2$ . Расчеты выполнены для  $\Delta t=3 \text{ с}$ .

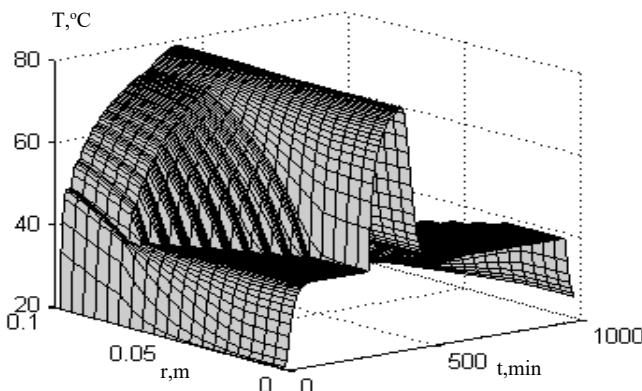


Рис.2. Эволюция распределения температуры в шаре при изменяющейся скачком температуре окружающей среды

Рассчитанная эволюция распределения температуры полностью соответствует физике процесса, что подтверждает, по крайней мере, ее качественную адекватность реальному процессу.

На рис.3 показана фазовая диаграмма состояния процесса плавления – отвердевания. На стадии прогрева фронт плавления промежуточного легкоплавкого слоя продвигается внутрь и постепенно захватывает весь слой, после чего он продолжает прогреваться в расплавленном состоянии. При выключении нагрева и охлаждении слоя он начинает отвердевать с периферии и постепенно затвердевает полностью.

Другим примером использования разработанной стратегии моделирования является описание процесса в однородной среде с выгоранием внешнего слоя в плоской стенке, один край которой теплоизолирован, а на другой край действует тепловой источник. Для простоты положим, что слой выгорает и исчезает, когда температура контактирующей со средой ячейки достигает некоторого критического значения  $T_{cr}$ . После этого число ячеек цепи уменьшается на единицу, и контактиро-

вать со средой начинается следующая ячейка. Таким образом, теплопроводность идет в среде с подвижной границей (задача Стефана). При этом соответствующие элементы в векторах состояния зануляются, а в матрице теплопроводности на главной диагонали размещаются единицы. Пример расчета процесса при  $T_{out}=100^{\circ}\text{C}$  и  $T_{cr}=50^{\circ}\text{C}$  показан на рис.4.

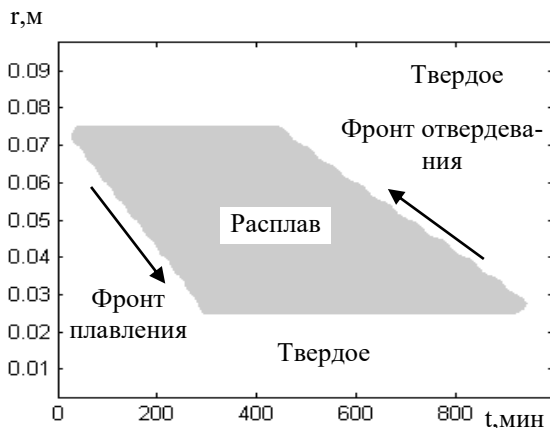


Рис.3. Диаграмма фазового состояния шара при плавлении-отвердевании промежуточного легкоплавкого слоя

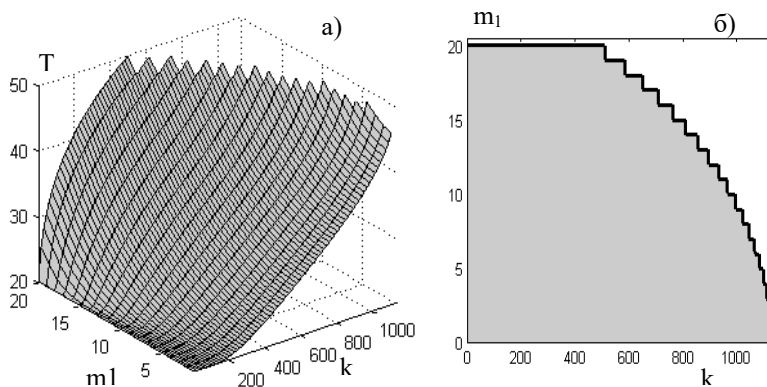


Рис. 4. Эволюция распределения температуры (а) и размера стенки (б) при ее выгорании с периферии

Из рис. 4,а видно, что температура стенки не превысит критическую температуру до ее полного выгорания. По существу, это извест-

ный способ кратковременной тепловой защиты поверхности, часто используемый в космических аппаратах.

На рис. 4,б показано изменения размера стенки с течением времени. Из графика видно, что скорость выгорания растёт с уменьшением размера.

Таким образом, разработанная модель не только позволяет анализировать влияние параметров теплового процесса на его характеристики, но и применять разработанную стратегию к широкому классу задач теплофизики.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №18-08-00028.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Berthiaux, H., Mizonov, V. Applications of Markov Chains in Particulate Process Engineering: A Review// *The Canadian Journal of Chemical Engineering*. V.85, No.6, 2004, pp.1143-1168.
2. Berthiaux, H., Mizonov, V., Zhukov, V. Application of the theory of Markov chains to model different processes in particle technology// *Powder Technology*, 157 (2005) 128-137.
3. Mizonov, V., Yelin, N. Numerical study of melting a rod by a periodically moving local heat source // *Int. J. Therm. Sci.* 97 (2015). 1–8.



## ПОЛЕ-ИНДУЦИРОВАННЫЙ ЦИРКУЛЯЦИОННЫЙ ПОТОК В ФЕРРОЖИДКОСТЯХ

Мусихин А.Ю., Зубарев А.Ю.

ФГАОУ ВО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,  
г. Екатеринбург, Российская Федерация,

620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19

E-mail: Antoniusmagna@yandex.ru<sup>1</sup>, a.j.zubarev@urfu.ru<sup>2</sup>

**Аннотация.** Мы представляем теоретическое исследование циркуляционного потока в феррожидкостях под действием переменного неоднородного магнитного поля. Результаты показывают, что поле с амплитудой 17 кА/м и частотой  $10\text{с}^{-1}$  может индуцировать мезоскопический поток с амплитудой скорости около 0,5 мм/с. Этот механизм может быть использован для усиления доставки лекарства в кровяных сосудах.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, осциллирующий магнитный поток, поле-индуцированный поток.

## FIELD-INDUCED CIRCULATION FLOW IN FERROFLUIDS

Musikhin A.Yu. <sup>1</sup>, Zubarev A.Yu. <sup>2</sup>,

<sup>1,2</sup>Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia,

E-mail: Antoniusmagna@yandex.ru<sup>1</sup>, a.j.zubarev@urfu.ru<sup>2</sup>

**Abstract.** We present results of theoretical study of circulation flow in magnetic fluids under the action of an alternating inhomogeneous magnetic field. The results show that the field with the amplitude about 17 kA/m and frequency  $10\text{s}^{-1}$  can induce the mesoscopic flow with the speed amplitude about 0.5mm/s. This mechanism can be used for enhancement of drug delivery in blood vessels.

**Key words:** magnetic fluid, oscillating magnetic field, field-induced flow.



ЗУБАРЕВ Андрей Юрьевич окончил Уральский государственный университет в 1979 году. В 1993 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме: «К теории структурных и фазовых превращений в простых и дисперсных коллоидах». Имеет 135 научных публикаций, 76 статей в иностранных журналах. В настоящее время является главным научным сотрудником, профессором Уральского Федерального Университета Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грандами РФ, РФФИ, Минобразования РФ, а также грантами Великобритании, Франции, Германии, Испании и США.



МУСИХИН Антон Юрьевич окончил ИЕНиМ УрФУ в 2017 году. Имеет 8 научных публикаций, в том числе 4 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является аспирантом кафедры теоретической и математической физики УрФУ. Научно-исследовательская работа в области жидких и мягких магнитных полимеров поощрялась грандами РФФИ и РНФ.

Основная проблема лечения инсульта в головном мозге связана с очень медленной диффузией тромболитических препаратов в тромбированных сосудах. Американская компания Pulse Therapeutics предложила решение этой проблемы, основанное на использовании магнитных микро- или нано-размерных частиц, вовлекаемых во вращательное движение переменным магнитным полем, способным создавать циркуляционные потоки в тромбированных сосудах [1]. Эти потоки значительно усиливают конвективный транспорт лекарств к тромбам. По этой теме было опубликовано всего несколько работ [2-4], поэтому физическое понимание происхождения циркуляционных или колебательных потоков, создаваемых движущимися и вращающимися магнитными частицами, отсутствует. В этой работе мы предлагаем теоретическую модель, учитывающую движение феррочастиц и индуцированные потоки жидкости внутри канала под воздействием переменных неоднородных магнитных полей. Полученные амплитуды скорости жидкости сравниваются с величинами, необходимыми для эффективной доставки лекарственного препарата к тромбам в реальных ситуациях.

Рассмотрим бесконечный плоский зазор толщиной  $l$ , заполненный феррожидкостью, содержащей одинаковые сферические наночастицы. Переменное магнитное поле создается четырьмя соленоидами, показанными на рис.1.

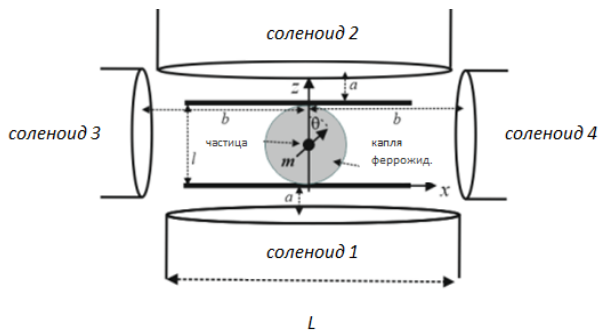


Рис.1. Иллюстрация моделируемой системы

Пусть  $m$  и  $M$  — магнитный момент частицы и намагниченность насыщения ее материала;  $V_p$  — объем частицы. Предполагается, что толщина зазора  $l$  значительно меньше диаметра соленоида  $L$  ( $l \ll L$ ). В центр щели введена капля феррожидкости.

Локальную объемную концентрацию феррочастиц обозначим  $\Phi(x, z, t)$  и, для максимального упрощения математики, рассмотрим

двумерное приближение, когда все физические события происходят в плоскости  $(x, z)$ , показанной на рис.1. Кроме того, мы будем пренебрегать эффектами броуновского вращения частиц. Это означает, что Зеемановская энергия взаимодействия частицы с полем  $\mathbf{H}$  предполагается значительно больше тепловой энергии  $kT$ . Отметим, что с практической точки зрения этот случай является наиболее интересным. Для частиц магнетита диаметром около 10-20 нм это условие выполняется, если локальная  $\mathbf{H}$  превышает 10 кА/м, что легко достижимо в реальных условиях.

Уравнения течения намагничивающейся жидкости при малом числе Рейнольдса можно представить в виде (см. [5,6]):

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial v_x}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta \Delta v_x + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \Gamma + \mu_0 M \Phi \left[ \cos \theta \frac{\partial}{\partial z} + \sin \theta \frac{\partial}{\partial x} \right] H_x \\ \rho \frac{\partial v_z}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \eta \Delta v_z + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \Gamma + \mu_0 M \Phi \left[ \cos \theta \frac{\partial}{\partial z} + \sin \theta \frac{\partial}{\partial x} \right] H_z \\ \frac{\partial}{\partial x} v_x + \frac{\partial}{\partial z} v_z &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\Delta = \partial^2 v_x / \partial z^2 + \partial^2 v_z / \partial x^2$  – оператор Лапласа,  $\Gamma = \mu_0 M \Phi (H_z \sin \theta - H_x \cos \theta)$  – магнитный момент, действующий на единицу объема феррожидкости;  $\mathbf{H}$  – локальное магнитное поле в жидкости;  $\theta$  – угол между магнитным моментом частицы  $\mathbf{m}$  и осью  $Oz$ , перпендикулярной плоскости зазора (см. рис.1). Третьи члены в первых двух уравнениях (1) представляют собой напряжения, возникающие из-за магнитного момента  $\Gamma$ ; четвертые – пондеромоторную силу, действующую на жидкость со стороны неоднородного поля  $\mathbf{H}$ .

Граничные условия для (1) имеют вид:

$$\begin{aligned} v_x = v_z &= 0 \text{ при } z = 0, l \\ v_x, v_z &\rightarrow 0 \text{ при } x \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (2)$$

В не-броуновском приближении уравнения для угла  $\theta$  записываются так [1]:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x} \right] - \frac{1}{6\eta\Phi} \Gamma \quad (3)$$

Заметим, что отношение  $\Gamma/\Phi$  представляет собой магнитный момент на единицу объема частицы.

Уравнение непрерывности для концентрации частиц можно записать в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Phi + \operatorname{div} \left[ \Phi - \frac{1}{3\pi\eta d} \nabla U \right] = D\Delta\Phi \quad (4)$$

$$U = -\mu_0 M V_p [H_z \cos \theta + H_x \sin \theta]$$

Здесь  $d$  – диаметр частицы;  $D$  – коэффициент диффузии;  $U$  – потенциальная энергия частицы в поле  $\mathbf{H}$ .

Ниже мы будем использовать следующие оценки параметров системы. Предполагаем, что частицы магнетитовые, поэтому  $M \approx 500$  кА/м; диаметр частицы  $d \approx 15$ – $20$  нм; полная объемная концентрация частиц  $\Phi \approx 0,01$ – $0,05$ ; угловая частота  $\omega$  поля, создаваемого соленоидом, приблизительно  $10$  с<sup>-1</sup>; соленоид поддерживает поле  $\mathbf{H}$  внутри зазора с абсолютным значением напряженности  $H > 10$  кА/м. Вязкость и плотность вмещающей среды близки к таковым для воды, т. е.  $\eta \sim 10^{-3}$  Па·с;  $\rho \sim 10^3$  кгм<sup>-3</sup>. Толщина зазора оценивается как  $l \approx 1$  мм, что соответствует диаметру кровеносного сосуда в мозге.

Аналитически решить полную системы (1-4) невозможно. Однако серьезные упрощения могут быть достигнуты при использовании указанных оценок характеристик системы. Прежде всего, с математической точки зрения, поток жидкости создается последними двумя членами в уравнениях (1) Навье–Стокса. Эти члены пропорциональны малым концентрациям  $\Phi$  частиц. Поэтому, в первом приближении, по порядку величины  $v \sim \Phi$ , члены  $\frac{1}{2}(\partial v_x / \partial z - \partial v_z / \partial x)$  и  $\Phi \mathbf{v}$  в уравнениях (3) и (4) можно рассматривать как малые и мы ими будем пренебрегать.

Представим локальную концентрацию частиц в виде  $\Phi(x, z, t) = \Phi_0(x, z) + \phi(x, z, t)$ , где  $\Phi_0 \sim 0.01$ – $0.05$  – начальная объемная концентрация частиц в капле феррожидкости. Оценки показывают, что в поле с напряженностью  $H \approx 10$  кА/м и пространственным масштабом  $L \approx 10^{-2}$  м характерное время  $\tau = 3\pi\eta d L^2 / \mu_0 M V_p H$  магнитофоретической миграции частицы магнетита диаметром  $20$  нм на расстояние  $L$  составляет более  $5 \cdot 10^5 \approx 140$  ч, что значительно превышает время, представляющее интерес с практической точки зрения. Поэтому, по крайней мере в первом приближении, можно пренебречь величиной  $\phi$  по сравнению с  $\Phi_0$  и предположить, что для времени, представляющего интерес, выполняется равенство  $\Phi = \Phi_0(x, z)$ . На самом деле, форма капли может быть изменена из-за конвективного движения частиц феррожидкости в создаваемом циркуляционном потоке. Обсуждение этого фактора приводится в выводах.

Систему (1-4) для компонент скорости течения феррожидкости, была решена при помощи преобразований Фурье. Опуская, за неимением места, детали расчетов, приведем результаты.

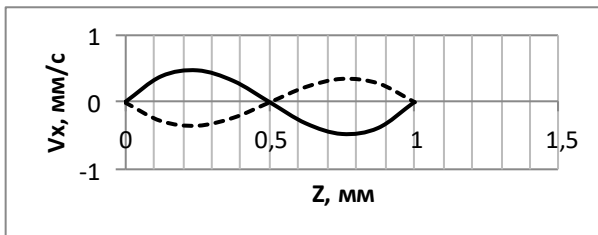


Рис. 2. Продольная составляющая скорости  $v_x$  по отношению к координате  $z$  при фиксированном  $x=10$  мм на рис.1. Пунктирная линия: время  $t=0,5$  с; сплошная:  $t=1$  с. угловая частота поля  $\omega \sim 10$  с $^{-1}$ . Объемная концентрация частиц в центре капли  $\Phi_0=0,01$ ; дисперсия  $\sigma=1$  см; характеристики соленоида одинаковы для всех соленоидов: диаметр  $L=1$  см; ток  $I=10$  А; высота  $h=1$  см; количество витков  $N=10^4$ . Расстояния, показанные на рис. 1:  $a=b=5$  см; толщина зазора  $l=1$  мм

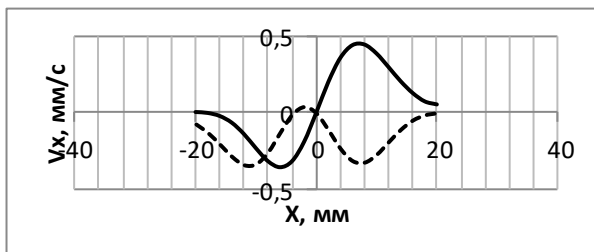


Рис. 3. Продольная составляющая скорости  $v_x$  по отношению к координате  $x$  при фиксированном  $z=l/8$  на рис.1. Пунктирная линия: время  $t=0,5$  с; сплошная линия:  $t=1$  с. Остальные параметры те же, что и на рис. 2

Резюмируя отметим, что в работе представлена теоретическая модель магнитно-индуцированного циркуляционного течения в плоском канале, заполненном ньютоновской жидкостью и каплей феррожидкости. Полученные результаты показывают, что вращающееся магнитное поле с амплитудой около 17кА/м и частотой около 10с $^{-1}$  в канале шириной 1мм может индуцировать циркуляционный поток с амплитудой скорости около 0,5мм/с, что может представлять интерес с точки зрения адресной доставки лекарств в сосудах. Обсудим теперь приближение постоянства формы капли феррожидкости. Поскольку магнитофоретические смещения частиц феррожидкости за актуальное время пренебрежимо малы, форма капли может быть изменена только из-за конвективных течений жидкости. По порядку величины смещение  $\delta r$  частиц капли за период поля удовлетворяет соотношению  $\delta r \leq v_{\max} 2\pi/\omega$ ,

где  $v_{\max}$  – максимальное значение скорости. Наши результаты дают  $v_{\max} \sim 0.5 \text{ мм/с}$ . Используя  $\omega \sim 10 \text{ с}^{-1}$ , можно получить  $\delta r \leq 0.3 \text{ мм}$ . Это намного меньше, чем используемый характерный размер  $\sigma \sim 1 \text{ см}$  капли. Поэтому приближение неизменной формы капли оправдано, по крайней мере, в первом приближении.

*Работы выполнены при финансовой поддержке РФФИ, проекты 18-08-00178, 19-31-90003, 19-52-45001, 20-02-00022.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Creighton, Francis M. 2012. "Magnetic-based systems for treating occluded vessels." U.S. Patent No. 8,308,628. 13 Nov.
2. Clements, M. J. 2016. A mathematical model for magnetically-assisted delivery of thrombolytics in occluded blood vessels for ischemic stroke treatment (Doctoral dissertation, Texas University).
3. Gabayno, J. L. F., Liu, D. W., Chang, M., & Lin, Y. H. 2015. Controlled manipulation of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nanoparticles in an oscillating magnetic field for fast ablation of microchannel occlusion. *Nanoscale*, 7(9), 3947-3953. (doi: 10.1039/x0xx00000x)
4. Li, Q., Liu, X., Chang, M., & Lu, Z. (2018). Thrombolysis Enhancing by Magnetic Manipulation of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> Nanoparticles. *Materials*, 11(11), 2313, 12p.
5. Rosensweig, R, 1985, *Ferrohydrodynamics*. (Cambridge, New York).
6. Landau, L., Lifshitz, E., 1960, *Electrodynamics of Continuum Media*. (Pergamon Press, London)
7. Farlow, S.J., Partial Differential Equations for Scientists and Engineers (J.Wiley and Sons, 1982)

## ТЕМПЕРАТУРНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ПРИЭЛЕКТРОДНЫЕ ОБЛАСТИ МИКРОСЛОЕВ МАГНИТНОЙ НАНОЖИДКОСТИ

**Демин М.С., Морозова Т.Ф.**

ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет»

г. Ставрополь, Российская Федерация;

355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1

E-mail: mdemin@ncfu.ru

**Аннотация.** В работе проведено исследование влияния воздействия температуры на микрослой магнитной наножидкости. Обнаружено, что повышение температуры приводит к разрушению агрегатов, существующих в магнитной наножидкости. Это обнаруживается через различное влияние поляризующего напряжения на исходную магнитную наножидкость, а также после ее нагрева и последующего остывания.

**Ключевые слова:** магнитная наножидкость, температура, приэлектродные слои, электрическая емкость, диэлектрическая проницаемость.

## TEMPERATURE EFFECT ON ELECTRODE AREAS OF MAGNETIC NANOFLUIDMICROLAYERS

**Demin M.S., Morozova T.F.**

North Caucasus Federal University

Stavropol, Russian Federation

E-mail: mdemin@ncfu.ru

**Annotation.** In the work, the influence of temperature on the microlayer of magnetic nanofluid was studied. It was found that an increase in temperature leads to the destruction of aggregates existing in magnetic nanofluid. This is detected through the different influence of the polarizing voltage on the initial magnetic nanofluid and after its heating and subsequent cooling.

**Key words:** magnetic nanofluid, temperature, near-electrode layers, electric capacitance, dielectric constant.

Магнитная наножидкость – коллоид ферромагнетиков, поведение которого в электрических полях определяется в основном процессами диэлектрической поляризации. Многочисленными исследованиями микрослоев магнитных наножидкостей под воздействием температуры, внешних электрических и магнитных полей установлено [1], что поляризация в магнитной наножидкости является преимущественно тепловой ориентационной поляризацией.

Исследования микрослоев магнитной наножидкости также показали, что воздействие поляризующего напряжения приводит к нелинейному изменению электроемкости с выраженным максимумом, в кото-

ром фиксируется устойчивое структурирование его приэлектродных областей [2], а его положение и величина определяются концентрацией твердой фазы, межэлектродным расстоянием, температурой и реологическими свойствами дисперсионной среды (рис. 1).

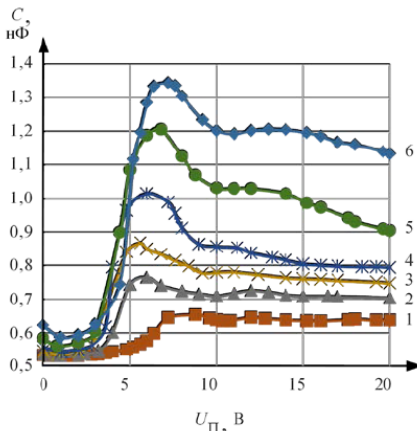


Рис. 1. Характерное изменение емкости  $C = f(U_{П}; t^\circ)$  микрослоя магнитной наножидкости  $d = 100$  мкм с концентрацией дисперсной фазы 8%:  
 1 – 20°C; 2 – 45°C; 3 – 55°C; 4 – 65°C; 5 – 85°C; 6 – 95°C

В [3] указывается, что в замкнутом пространстве ферромагнитного коллоида увеличение концентрации твердой фазы вблизи электродов возможно за счет перемещения магнитных частиц из объема - диполофореза, где их концентрация должна снизиться. В микрослое ферромагнитного коллоида в электрическом поле диполофорез обуславливает образование и трансформацию структурного состояния приэлектродных областей. В результате перераспределения магнитных частиц микрослоем магнитной наножидкости представляет собой трехслойный диэлектрик, эффективная диэлектрическая проницаемость которого определяется диэлектрическими проницаемостями всех трех микрослоев [4].

Ранее в [5] для установления взаимосвязи в изменениях концентрации, диэлектрической проницаемости приэлектродных и внутренней областей микрослоя магнитной наножидкости в электрическом поле была предложена математическая модель с допущением однородности микрослоя в отсутствии поля и равномерной степени повышения их концентрации вблизи электродов при его воздействии. Справедливость принятых допущений подтверждается экспериментальными исследованиями электрофизических параметров, результатами микроскопиче-



ских наблюдений микрослоев магнитной наножидкости и расчетными значениями их эффективной диэлектрической проницаемости [4, 6], зависящей от характера и степени взаимной ориентации молекул дисперсной среды и магнитных частиц.

Анализ полученных по модели результатов показал, что если значения глубин приэлектродных областей микрослоя наножидкости и концентрация частиц в них носят неоднозначный характер изменения в электрическом поле с ростом температуры, то эффективная диэлектрическая проницаемость приэлектродных областей микрослоя в максимуме электроемкости с увеличением температуры монотонно возрастает [7].

Как отмечено в [1], при повышении температуры в электрическом поле возможность ориентации магнитных частиц облегчается, что приводит к возрастанию диэлектрической проницаемости в микрослое магнитной наножидкости. Дальнейший рост температуры уменьшает степень их упорядоченной ориентации за счет усиления тепловых колебаний и кривая зависимости  $\varepsilon = f(U_n, t^\circ)$  проходит через максимум, а затем снижается [2]. Температурный рост диэлектрической проницаемости вне зависимости от концентрации твердой фазы и вязкости дисперсионной среды наблюдается до 80° С. При понижении температуры ориентационная часть поляризации уменьшается за счет понижения подвижности магнитных частиц, связанной с увеличением вязкости наножидкости и диэлектрическая проницаемость оказывается небольшой.

Цель настоящего исследования состоит в анализе обособленного влияния температуры на поляризационные процессы в микрослое магнитной наножидкости.

В проводимых экспериментах по методике, изложенной в [1], микрослой магнитной наножидкости создавался между двумя электродами, в качестве которых применялись стеклянные пластины с проводящей поверхностью  $\text{In}_2\text{O}_3\text{-SnO}_2$  толщиной до 0,4 мкм. Величина межэлектродного промежутка (100, 200, 800, 2000) мкм задавалась введением фторопластовых пленок, размеры электродов (40x50) мм<sup>2</sup>. В экспериментах использовалась магнитная наножидкость с объемной концентрацией 6 % твердой фазы – магнетита в дисперсионной среде «керосин», которая ранее в [2] определена как концентрация, с наиболее ярко выраженными процессами поляризации.

Измерение величин электроемкости и электропроводности проводилось с подачей постоянного поляризующего напряжения от 0,5 до 20 В прибором Е7-8, который измеряет характеристики конденсаторов в виде компонентов параллельной схемы замещения, что на частоте 1 кГц соответствует физической структуре конденсатора. Погрешность измерений

не превышала 1,2 %. В зависимости от толщины микрослоя, ячейка или предварительно заполнялась наножидкостью ( $d \leq 200$  мкм), или же сразу опускалась в объемный ( $h=90$  мм,  $\varnothing 50$  мм) химический стакан с исследуемой жидкостью ( $d > 200$  мкм). Стакан герметично закрывался пробкой с установленным на ней жидкостным термометром таким образом, чтобы контроль температуры осуществлялся на середине размещенной в стакане ячейки. Используемый ртутный термометр позволяет контролировать температуру в диапазоне от минус 20 до плюс 200°С. При температуре окружающей среды  $\sim 20^\circ\text{C}$  на ячейку подавалось поляризующее напряжение с шагом в 0,4 В. Измерения фиксировались, после чего напряжение отключалось. Термостатированный химический стакан с размещенной в нем ячейкой подогревался до температуры в  $95^\circ\text{C}$ , нагрев отключался и происходило естественное охлаждение до температуры окружающей среды  $\sim 20^\circ\text{C}$ . На ячейку вновь подавалось поляризующее напряжение с фиксацией изменений электроемкости и проводимости, при этом тщательно осуществлялся контроль напряженности поля, при котором наблюдается максимальное значение электроемкости.

Результаты экспериментальных исследований показали, что повторное наложение поляризующего напряжения после проведенного температурного воздействия также вызывает возникновение максимума электроемкости, но уменьшенного по величине и обусловленного большими значениями напряженности поля по отношению к исходным величинам. При этом установлено различие в величинах максимумов обратно пропорциональное толщине микрослоя (рис. 2).

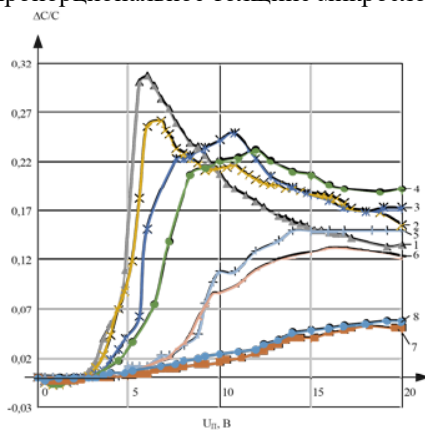


Рис. 2. Изменения емкости  $\Delta C/C = f(U_{пл})$  при  $t^\circ=20^\circ\text{C}$  микрослоев магнитной наножидкости  $d = 100, 200, 800$  и  $2000$  мкм с концентрацией дисперсной фазы 6 % до нагрева и после нагрева: 1 – до (100 мкм); 2 – после (100 мкм); 3 – до (200 мкм); 4 – после (200 мкм); 5 – до (800 мкм); 6 – после (800 мкм); 7 – до (2000 мкм); 8 – после (2000 мкм)

Таким образом, представленные экспериментальные результаты согласуются с выводами, изложенными в [7] о динамичном характере трансформации структурного состояния приэлектродных областей магнитной наножидкости, где максимальным величинам электроемкости соответствуют устойчивые структурные состояния с минимальной глубиной приэлектродного слоя и максимальной концентрацией в нем магнитных частиц. Температурное воздействие в отсутствие электрического поля за счет броуновского движения разрушило агрегаты в приэлектродных областях микрослоя, изменив концентрацию в них магнитных частиц. Меньшая концентрация частиц при повторном наложении электрического поля привела к увеличению глубины приэлектродного слоя, его структурной перестройке и, соответственно, снижению поляризации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозова Т.Ф. // Вестник СевКавГТУ, 2010. №2 (23). С. 45–50.
2. Kozhevnikov, V. M. Dielectric permittivity of a magnetic fluid stratum in electric and magnetic fields / V. M. Kozhevnikov, T. F. Morozova // *Magneto hydrodynamics*, 2001. Vol. 37. N 4. P. 383-388.
3. Чеканов, В. В. Изменение концентрации магнитной жидкости близи электродов в электрическом поле / В. В. Чеканов, Н. В. Кандаурова, Е. А. Бондаренко // Сб. науч. труд. СевКавГТУ, Ставрополь. Серия «Физико-химическая», 1999. С.80-83.
4. Аверьянов, П. В. Структурирование приповерхностных областей магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях / П. В. Аверьянов, В. М. Кожевников, Т. Ф. Морозова // 10-я Междунар. Плесская конф. по магнитным жидкостям. Иваново: Изд-во МГУ, Плес, Россия, 2002. С.187-193.
5. Морозова, Т. Ф. Моделирование распределения диэлектрической проницаемости слоя магнитной жидкости в электрическом поле / Т. Ф. Морозова, В. М. Кожевников // Вестник СевКавГТУ, № 1(6), Ставрополь : СевКавГТУ, 2003. С. 174-178.
6. Т.Ф. Морозова, М.С. Демин. Анализ взаимосвязи процессов поляризации с микроструктурированием в слое магнитной жидкости // Журнал технической физики, 2017. Том 87, Вып. 2. С.286-293.
7. Т.Ф. Морозова, М.С. Демин. Диэлектрическая проницаемость микрослоя магнитной жидкости в электрическом поле // 41 науч.-техн.конф. СевКавГТУ. Ставрополь: СевКавГТУ, 2012. Т.1. С. 8-9.

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ГОРИЗОНТАЛЬНОМ НАГРЕВАТЕЛЕ С ТОЧЕЧНЫМ ПОДВОДОМ ТЕПЛА

Яновский А.А.<sup>1</sup>, Симоновский А.Я.<sup>2</sup>, Ассоров П.С.<sup>2</sup>, Шаталов Н.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГБОУ ВО «Ставропольский государственный аграрный университет»,  
355017, г. Ставрополь, пер. Зоотехнический 12

<sup>2</sup>ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет»,

г. Ставрополь, Российская Федерация,

355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1

E-mail: aa.yanovskiy@yandex.ru<sup>1</sup>

**Аннотация.** Экспериментально исследовано влияние однородного магнитного поля на теплообмен при пузырьковом режиме кипения нанодисперсной намагничивающейся жидкости (магнитной жидкости) на горизонтальной поверхности с точечным подводом тепла. Получены кривые кипения для магнитных жидкостей с объемной концентрацией твердой фазы 12%, 8% и 5,5% в магнитных полях различной напряженности. Обнаружено, что кривые имеют немонотонный характер, определено значение напряженности магнитного поля, при которой тепловой поток максимален. Установлено, что с ростом концентрации твердой фазы влияние магнитного поля на тепловой поток возрастает. На основе теории приближенного теплообмена при кипении жидкостей получено выражение, которое удовлетворительно описывает наблюдаемое в эксперименте влияние магнитного поля на тепловой поток в режиме пузырькового кипения.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, кипение, теплообмен, гидродинамика, пузырек пара, магнитное поле.

## AN EFFECT OF THE MAGNETIC FIELD ON HEAT TRANSFER OF BOILING MAGNETIC FLUID ON A HORIZONTAL HEATER WITH SPOT HEAT INPUT

Yanovskii A.A.<sup>1</sup>, Simonovskii A.Ya.<sup>2</sup>, Assorov P.S.<sup>2</sup>, Shatalov N.A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Stavropol state agrarian university,

<sup>2</sup>North-Caucasian federal university, Stavropol, Russian Federation,

E-mail: aa.yanovskiy@yandex.ru<sup>1</sup>

**Annotation.** An effect of a uniform magnetic field on heat transfer during the bubble boiling of a nanodisperse magnetized fluid (magnetic fluid) on a horizontal surface with a point heat supply was experimentally studied. The boiling curves are obtained for magnetic fluids with a volumetric concentration of the solid phase of 12%, 8%, and 5.5% in magnetic fields of different strengths. It was found that the curves have a nonmonotonic character. The magnetic field strength at which the heat flux is maximum was determined. It was found that with increasing concentration of

the solid phase, the influence of the magnetic field on the heat flow increases. An equation based on a theory of approximate liquids boiling heat transfer is obtained. The equation satisfactorily describes the experimentally observed effect of the magnetic field on the heat flow at bubble mode boiling.

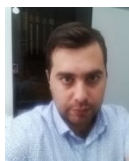
**Key words:** magnetic fluid, boiling, heat transfer, hydrodynamics, vapor bubble, magnetic field.



ЯНОВСКИЙ Александр Александрович, в 2013 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.14 «Теплофизика и теоретическая тепло-техника». Опубликовал 53 научные работы, в том числе 11 статей. В настоящее время доцент кафедры физики Ставропольского государственного аграрного университета.



СИМОНОВСКИЙ Александр Яковлевич, в 1999 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Проблемы тепло- и массопереноса в магнитных жидкостях». Опубликовал 180 научных работ, в том числе более 30 статей, 20 статей в иностранных журналах, имеет авторское свидетельство на изобретение. В настоящее время профессор кафедры общей и теоретической физики Северо-Кавказского федерального университета.



АССОРОВ Павел Семенович, окончил Ставропольский государственный университет в 2009 году. В настоящее время является аспирантом кафедры общей и теоретической физики Северо-Кавказского федерального университета. Имеет 5 научных публикации.



ШАТАЛОВ Николай Андреевич, в 2017 окончил Ставропольский государственный аграрный университет с присвоением квалификации магистр техники и технологии по направлению Электроэнергетика и электротехника. Имеет 20 опубликованных работ, в том числе статья в издании, рекомендуемом ВАК.

Хорошо исследованы вопросы нестационарного ненасыщенного кипения в большом объеме МЖ при охлаждении и закалке металлов [1]. В работах [2,3] теоретически и экспериментально изучено влияние переменного магнитного поля на процесс пленочного кипения МЖ вблизи проводника с током. Работа [4] посвящены закалке при кипении в МЖ и подтверждает результаты, полученные ранее [1]. Зависимость теплоотдачи при кипении МЖ от степени обработки поверхности изучено в [5]. Однако вопросы влияния магнитных полей на теплообмен при стационарном пузырьковом кипении на массивном нагревателе остаются малоизученными. Хотя исследовано влияние магнитных полей на работу одиночного центра парообразования [6],

нет данных о теплообмене и влиянии на него магнитных полей при кипении МЖ на массивных нагревателях с точечным подводом тепла, а также в условиях работы множества центров парообразования. В настоящей работе исследуется влияние однородного магнитного поля на теплообмен при стационарном насыщенном кипении магнитной жидкости на горизонтальном нагревателе с точечным подводом тепла. Эта работа является продолжением исследований гидрогазодинамических явлений в кипящей МЖ [7-8].

В исследовании использовались три образца магнитной жидкости, представляющих собой коллоидную взвесь наночастиц магнетита в керосине. В табл. 1 приведены значения физических характеристик образцов.

Таблица 1

**Физические характеристики образцов магнитной жидкости, используемых в экспериментах**

Образец	Плотность $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	Объемная концентрация $\varphi$ , %	Намагниченность насыщения $M_s$ , кА/м	Поверхностное натяжение $\sigma$ , 10 <sup>-3</sup> Н/м	Вязкость $\eta$ , 10 <sup>-3</sup> Па·с
МЖ №1	1315	12,0	47,1	18,1	24,3
МЖ №2	1155	8,0	32,3	20,7	13,8
МЖ №3	1060	5,5	20,6	24,4	2,2

Экспериментальная установка, для изучения влияния магнитного поля на теплообмен кипящей магнитной жидкости, приведена на рис. 1. Данная установка представляет собой цилиндрический контейнер (1) из кварцевого стекла установленный на теплоотдающей стальной немагнитной пластине (2). Контейнер заполнялся магнитной жидкостью (3). Тепло к жидкости подводилось точно к центру пластины стержнем (4) диаметром 4 мм. Для измерения температуры теплоотдающей поверхности и для подсчета теплового потока к жидкости вдоль стержня на расстоянии 5 мм друг от друга устанавливались спай двух хромель-копелевых термопар (5). Тепловой поток по стержню был обеспечен электронагревателем (6). Магнитное поле создавалось катушками Гельмгольца (7). Сигналы термопар регистрировались компьютером (8), оснащенный платой АЦП.

Так как тепло к горизонтальной пластине подводилось точно, что позволило добиться кипения магнитной жидкости на одном центре парообразования вплоть до температур поверхности 150–160 °С. Таким образом, в проводимых экспериментах наблюдался пузырьковый режим кипения магнитной жидкости с одиночным центром парообразования.

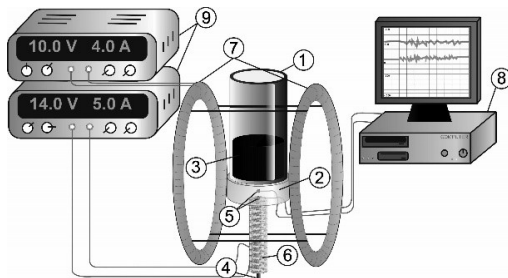


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

На рис. 2 представлены зависимости удельного теплового потока от температуры стенки нагревателя, полученные во внешнем горизонтальном магнитном поле различной напряженности. Из рисунка видно, что полученные зависимости имеют немонотонный характер, при температурах поверхности 120-130 °С кривые достигают максимума теплоотдачи, дальнейший рост температуры приводит к снижению теплового потока. Немонотонным оказывается и влияние магнитного поля на величину максимального теплового потока. С увеличением напряженности поля от 0 до 2,1 кА/м тепловой поток увеличивается до 1,5 раза, дальнейший рост напряженности до 4,2 кА/м приводит к уменьшению теплового потока на четверть. Магнитное поле существенно влияет на величину теплового потока к магнитной жидкости от поверхности теплообмена, как в сторону его увеличения, достигая максимума в магнитных полях 0,7 кА/м, так и уменьшает его с дальнейшим ростом поля.

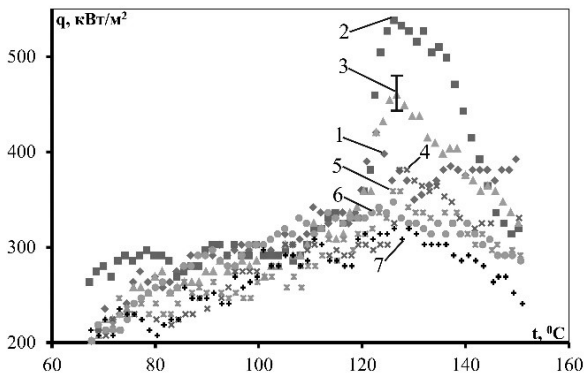


Рис. 2. Зависимость удельного теплового потока  $q$  от температуры  $t$  теплообменной поверхности в однородном магнитном поле для образца МЖ №1: 1 – 0 кА/м, 2 – 0.7 кА/м, 3 – 1.4 кА/м, 4 – 2.1 кА/м, 5 – 2.8 кА/м 6 – 3.5 кА/м, 7 – 4.2 кА/м

На рис. 3 показаны кривые кипения образца МЖ № 2. Как и в случае исходного образца МЖ №1, зависимости удельного теплового потока от температуры теплоотдающей поверхности немонотонны. Максимальное значение теплового потока достигается кривыми при температуре теплоотдающей стенки  $125^{\circ}\text{C}$ . В интервале напряженности магнитного поля  $0,7-2,1$  кА/м удельный тепловой поток увеличивается на 20-30%. Таким образом, влияние магнитного поля на величину максимального теплового потока оказывается для второго образца меньше на 20%, чем для первого.

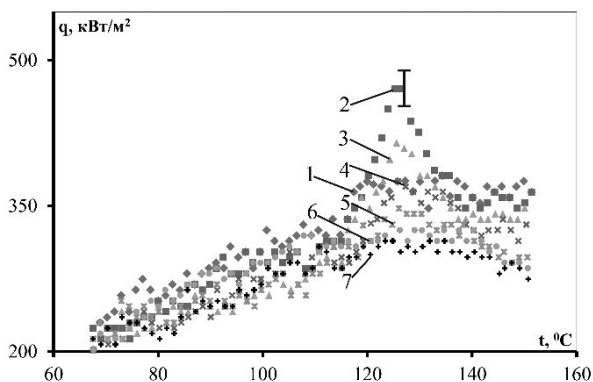


Рис. 3. Зависимость удельного теплового потока  $q$  от температуры  $t$  теплообменной поверхности в однородном магнитном поле для образца МЖ №2: 1 – 0 кА/м, 2 – 0,7 кА/м, 3 – 1,4 кА/м, 4 – 2,1 кА/м, 5 – 2,8 кА/м, 6 – 3,5 кА/м, 7 – 4,2 кА/м

На рис. 4 представлены зависимости удельного теплового потока от температуры теплоотдающей поверхности для образца МЖ № 3. Полученные зависимости позволяют сделать вывод, что для образца МЖ №3 магнитное поле с точностью до ошибки измерений не оказывает влияния на теплообмен в области температур достижения кривыми максимума теплоотдачи. Таким образом, при уменьшении концентрации твердой фазы в магнитной жидкости, влияние магнитного поля на величину теплового потока снижается.

Можно предложить следующее объяснение немонотонности зависимостей удельного теплового потока от температуры теплоотдающей поверхности и влиянию магнитного поля на процесс теплообмена. С ростом температуры стенки нагревателя растет частота образования пузырьков пара. Это приводит к росту теплового потока. Одновременно, с ростом температуры поверхности увеличивается и площадь контакта пузырька пара с теплоотдающей поверхностью, что в последующем ухудшает отток тепла от поверхности.



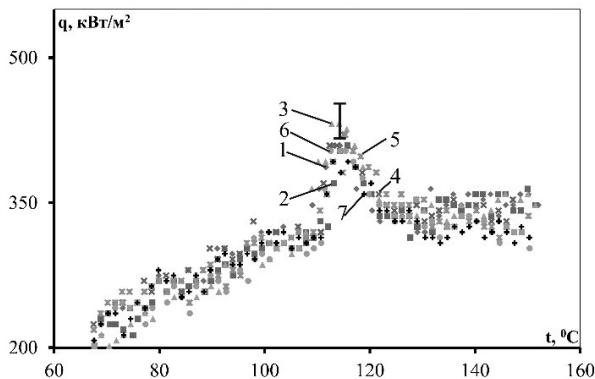


Рис. 4. Зависимость удельного теплового потока  $q$  от температуры  $t$  теплообменной поверхности в однородном магнитном поле для образца МЖ №3: 1 – 0 кА/м, 2 – 0.7 кА/м, 3 – 1.4 кА/м, 4 – 2.1 кА/м, 5 – 2.8 кА/м 6 – 3.5 кА/м, 7 – 4.2 кА/м

Воздействие магнитного поля на пузырьки пара, растущие на теплообменной поверхности в МЖ, приводят к изменению их объема [8], что влияет на количество пара отводимого от теплообменной поверхности, и, как следствие, на интенсивность теплоотвода. Одновременно с этим, силовое воздействие горизонтально направленного магнитного поля увеличивает площадь контакта пузырьков пара с теплообменной поверхностью, что с ростом поля все более сказывается на теплообменных процессах. Увеличение площади контакта пузырька пара с теплообменной поверхностью приводит к снижению оттока тепла. В зависимости от превалирующего при данном значении напряженности магнитного поля факторе – росте частоты отрыва и объема пузырьков пара и изменении площади контакта пузырька пара с теплообменной поверхностью, происходит либо интенсификация теплообмена, либо его подавление.

Существует несколько подходов к описанию теплообмена при кипении жидкостей: обобщение опытных данных уравнениями подобия, регрессионный анализ большого количества опытных данных, численное моделирование. В нашей работе мы исходили из приближенной теории теплообмена, основы которой заложены в работах [9,10]. Данная теория рассматривает теплоотдачу при кипении в некоторых «средних» условиях, на технически гладких металлических поверхностях. Обработка стенки, ее теплофизические свойства, смачиваемость не учитываются в этой теории.

Тепловой поток от теплообменной поверхности к кипящей жидкости может быть представлен как сумма конвективной части теплового

потока  $q_1$  и части теплового потока  $q_2$ , обусловленного интенсивным испарением по границам сухих пятен:

$$q = q_1 + q_2. \quad (1)$$

Под сухими пятнами понимаются области прямого контакта пара с теплообменной поверхностью.

Рассмотрим конвективную часть теплового потока. На технически гладкой поверхности, характеризуемой широким спектром размеров впадин, плотность центров парообразования можно определить из соотношения [11]:

$$n = \frac{C_0}{R^2}, \quad (2)$$

где  $R$  – критический радиус парового зародыша, определяемый формулой Лапласа:

$$R = \frac{2\sigma}{\Delta p}, \quad (3)$$

а  $C_0$  – константа, характеризующая число центров парообразования. Тепловой поток  $q_1$  определяется термическим сопротивлением теплопроводного слоя жидкости:

$$q_1 = \lambda \frac{\Delta T}{L}, \quad (4)$$

где  $\lambda$  – теплопроводность,  $\Delta T$  – разность температуры стенки и температуры насыщения жидкости,  $L$  – толщина теплопроводного слоя.

Используя соотношения (3) и (4), а также формулу Клапейрона-Клаузиуса для перепада давления вдоль кривой насыщения, можно получить выражение для конвективной составляющей удельного теплового потока:

$$q_1 = C_1 \frac{\lambda^2 \Delta T^3}{\nu \sigma T_s}. \quad (5)$$

Здесь  $\nu$  – кинематическая вязкость жидкости,  $\sigma$  – поверхностное натяжение,  $T_s$  – температура насыщения,  $C_1$  – константа порядка  $10^{-3}$ . Формула (5) впервые была получена в [9].

С ростом давления все более существенной становится тепловой поток  $q_2$ , отвечающий за испарение в растущие на теплообменной поверхности пузырьки пара. В [10] было предложено учитывать мощный сток тепла по границам сухих пятен – оснований пузырьков пара, т.е. областей, где пар непосредственно контактирует с поверхностью нагрева.

Если вся жидкость в окрестности сухого пятна эффективного радиуса  $R_m$  испаряется, то в соответствии с оценками [10], толщина пленки жидкости в этой области:

$$\delta_m = C_2 \left[ \frac{\lambda \Delta T R v}{\sigma h} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где  $h$  – теплота испарения,  $C_2$  – константа порядка  $10^2$ .

Теплота, затраченная на испарение жидкости в области одного сухого пятна пропорциональна толщине пленки  $\delta_m$ :

$$Q_{c.n.} = \lambda \Delta T \delta_m. \quad (7)$$

Удельная плотность теплового потока, характеризующая интенсивное испарение по границам сухих пятен рассчитывается как

$$q_2 = Q_{c.n.} n. \quad (8)$$

Из соотношений (6)-(8) можно легко получить выражение для второй, описывающей испарение по границам сухих пятен, составляющей теплового потока:

$$q_2 = C_3 \left[ \frac{\lambda \Delta T}{R} \right]^{3/2} \left[ \frac{v}{\sigma h} \right]^{1/2}, \quad (9)$$

где  $C_3$  – константа порядка  $10^{-2}$ .

Исходя из (5) и (9), для суммарного теплового потока можно записать:

$$q = C_1 \frac{\lambda^2 \Delta T^3}{v \sigma T_s} + C_3 \left[ \frac{\lambda \Delta T}{R} \right]^{3/2} \left[ \frac{v}{\sigma h} \right]^{1/2}. \quad (10)$$

После преобразования (10):

$$q = C_1 C_3 \frac{\lambda^2 \Delta T^3}{v \sigma T_s} \left[ \frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_1} \left[ \frac{v}{R \Delta T} \right]^{3/2} \left[ \frac{\sigma T_s^2}{\lambda h} \right]^{1/2} \right]. \quad (11)$$

Так как постоянная величина  $1/C_3$  на порядок меньше, чем  $1/C_1$ , выражение (11), с учетом формулой Лапласа для критического радиуса парового зародыша и формулы Клапейрона-Клаузиуса для перепада давления вдоль кривой насыщения:

$$\Delta p = \frac{h \rho_G \Delta T}{T_s}, \quad (12)$$

где  $\rho_G$  – плотность пара, можно записать в виде:

$$q = C \left[ \frac{h^2 v}{\sigma^4} \right]^{1/2} \left[ \frac{\lambda \rho_G}{2 T_s} \right]^{3/2} \Delta T^3, \quad (13)$$

где  $C$  – константа, которая может быть определена из эксперимента.

Величина минимального перегрева при закипании  $\Delta T$  определяется выражением [9]:

$$\Delta T = \frac{2 \sigma T_s}{h \Delta \rho R}, \quad (14)$$

здесь  $\Delta\rho = \rho_{mf} - \rho_G$  – разность плотностей магнитной жидкости и пара.

Так как в кипящей магнитной жидкости, по сравнению с жидкостями, не проявляющими сильных магнитных свойств, на пузырьки пара помимо выталкивающей силы Архимеда будут действовать силы, обусловленные внешним магнитным полем, выражение (14) можно представить в виде:

$$\Delta T = \frac{2\sigma g T_s}{hR((\rho_{ml} - \rho_G)g \pm \mu_0(M\nabla)H + \mu_0(H\nabla)M)}. \quad (15)$$

С учетом выражения для минимальных перегревов при закипании магнитной жидкости (15), в котором учитывается влияние сил, обусловленных действием внешнего магнитного поля, соотношение (13) для теплового потока передаваемого горизонтальной теплообменной поверхностью к кипящей жидкости можно записать в виде:

$$q = C \left[ \frac{h^2 \nu}{\sigma^4} \right]^{1/2} \left[ \frac{\lambda \rho_G}{2T_s} \right]^{3/2} \left[ \frac{2\sigma g T_s}{hR((\rho_{ml} - \rho_G)g \pm \mu_0(M\nabla)H + \mu_0(H\nabla)M)} \right]^3, \quad (16)$$

$C$  – константа, которая может быть определена из эксперимента.

Так как в рассматриваемом нами случае на процесс теплообмена при кипении магнитной жидкости воздействует однородное магнитное поле, то градиент напряженности магнитного поля  $\nabla H$  равен 0, а, следовательно, и магнитная сила  $F_{M1} = 0$ .

$$q = C \left[ \frac{h^2 \nu}{\sigma^4} \right]^{1/2} \left[ \frac{\lambda \rho_G}{2T_s} \right]^{3/2} \left[ \frac{2\sigma g T_s}{hR((\rho_{ml} - \rho_G)g \pm \mu_0(M\nabla)H)} \right]^3, \quad (17)$$

После преобразования (17), с учетом (3) и (11) для случая кипения магнитной жидкости в однородном магнитном поле окончательно, представим в виде:

$$q = C \left[ \frac{h^2 \nu}{\sigma^4} \right]^{1/2} \left[ \frac{\lambda \rho_G^3}{2T_s} \right]^{3/2} \left[ \frac{g \Delta T}{(\rho_{ml} - \rho_G)g + \mu_0(H\nabla)M} \right]^3 + C', \quad (18)$$

где  $C'$  – константа, соответствующая значению удельного теплового потока, при котором начинается процесс пузырькового кипения магнитной жидкости.

Расчет градиента намагниченности производился вести по формуле:

$$\nabla M = \left| \frac{M_w - M_l}{\Delta x} \right|, \quad (19)$$

где  $M_w$  – намагниченность жидкости на уровне теплообменной поверхности,  $M_l$  – намагниченность жидкости на уровне верхней точки неоднородно нагретого слоя,  $\Delta x$  – толщина неоднородно нагретого слоя.

На рис. 5 представлен график, на котором изображены зависимо-

сти, полученные по формуле (18) для различных значений напряженности внешнего однородного магнитного поля, воздействующего на процесс кипения магнитной жидкости. Из данного графика видно, что однородное магнитное поле, может оказывать существенное влияние на величину удельного теплового потока при кипении магнитной жидкости. Так зависимость, полученная при напряженности магнитного поля 4,2 кА/м, достигает при температуре теплоотдающей поверхности 130 °С величины удельного теплового потока вдвое меньшей, чем зависимость, полученная при отсутствии внешнего поля. Напротив, для зависимости, полученной в поле напряженностью 1,4 кА/м, отмечается 15%-ое увеличение удельного теплового потока по сравнению с зависимостью, полученной в отсутствие внешнего поля при данной температуре теплоотдающей поверхности.

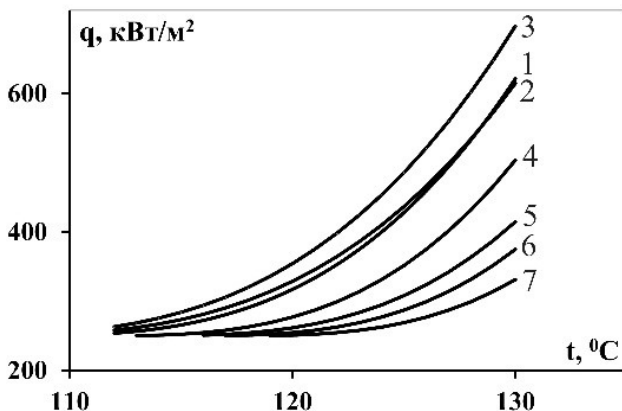


Рис. 5. Зависимости удельного теплового потока  $q$  от температуры теплоотдающей поверхности  $t$ , полученные при различных значениях напряженности внешнего однородного магнитного поля  $H$  по формуле 23: 1 - 0 кА/м, 2 - 0,7 кА/м, 3 - 1,4 кА/м, 4 - 2,1 кА/м, 5 - 2,8 кА/м, 6 - 3,5 кА/м, 7 - 4,2 кА/м

Выражение (18) описывает часть экспериментальных кривых до достижения ими кризиса теплоотдачи. Это объясняется тем, что в точке максимума одиночный центр парообразования покрывается сплошной пленкой большей площади, нежели ранее занимаемая пузырьком пара область роста и кипение приобретает черты переходного режима. Используемая же нам теория приближенного теплообмена описывает именно пузырьковый режим кипения. Полученное соотношение (18), на качественном уровне удовлетворительно описывает зависимость теплового потока от температурного напора при пузырьковом

режиме кипения магнитной жидкости на горизонтальной плоскости с точечным подводом тепла в однородном магнитном поле.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gogosov V. V., Simonovskii A. Ya., Smolkin R. D. Quenching and separation in magnetic fluids. *JMMM*. 1990. 85, 227-232.
2. Мартынов С.И., Налетова В.А. Образование и движение пузырьков в намагничивающейся жидкости в магнитном поле // Теплофизика и гидродинамика процессов кипения и конденсации. Рига, 1982. Т.1. с.53.
3. Мартынов С.И. Пленочное кипение магнитной жидкости в поле прямолинейного проводника с током // Магнитная гидродинамика. 1984. 1, 25-28.
4. Khoshmehr, H.H., Saboonchi, A., Shafii, M.B., and Jahani, N. // *Appl. Therm. Eng.* 2014. 64, 331–338.
5. Abdollahi, A., Salimpour, M.R., and Etesami, N. *Appl. Therm. Eng.* 2017. 111, 1101–1110.
6. Kobozev, M.A. and Simonovskii, A.Ya., Formation rate of vapor bubbles in magnetic fluid boiling at a single vaporization center: measuring technique and experimental setup. *Tech. Phys.* 2007. 52, 1422–1428.
7. Яновский А.А., Симоновский А.Я., Клименко Е.М. К вопросу о влиянии магнитного поля на гидрогазодинамические процессы в кипящей магнитной жидкости // Электронная обработка материалов. 2014. 3, 66-72.
8. Yanovskii A., Simonovskii A., Chuenkova I. Measurement of the vapor bubble formation frequency in boiling magnetic fluid by a two-layer medium method // *Magneto-hydrodynamics*. 2018. 54, 121–125.
9. Лабунцов Д.А. Современные представления о механизме пузырькового кипения // Теплообмен и физическая гидродинамика. М.: Наука. 1974. 98-115
10. Yagov V.V. Nucleate boiling heat transfer: possibilities and limitations of theoretical analysis // *Heat and Mass Transfer*. 2009. 45(7), 881-892.
11. Yagov V.V. The principal mechanism for boiling contribution in flow boiling heat transfer. *Convective Flow Boiling*. J.C. Chen. Taylor & Francis, 1996. 175-180.
12. Блум Э.Я. Магнитные жидкости / Э.Я. Блум, М.М. Майоров, А.О. Цеберс. Рига: «Зинатне», 1989. 386 с.

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НИЗКОЙ ЧАСТОТЫ НА ПРОЦЕСС ОБРАЗОВАНИЯ ПУЗЫРЬКОВ ПАРА ПРИ КИПЕНИИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Яновский А.А.<sup>1</sup>, Симоновский А.Я.<sup>2</sup>, Ассоров П.С.<sup>2</sup>, Шаталов Н.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГБОУ ВО «Ставропольский государственный аграрный университет»,  
355017, г. Ставрополь, пер. Зоотехнический 12

<sup>2</sup>ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет»,  
г. Ставрополь, Российская Федерация,  
355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1  
E-mail: aa.yanovskiy@yandex.ru<sup>1</sup>

**Аннотация.** Экспериментально исследовано влияние переменного магнитного поля частотой до 10 Гц на процесс парообразования и частоту отрыва пузырьков пара при кипении магнитной жидкости на одиночном центре парообразования. Обнаружено, что влияние переменного магнитного поля на частоту отрыва пузырьков пара имеет немонотонный характер. Так с увеличением частоты магнитного поля с 1 до 5 Гц происходит двукратное увеличение частоты отрыва пузырьков, а последующее увеличение с 5 до 9 Гц приводит к уменьшению частоты отрыва до 3х раз при определенных температурах нагревателя.

**Ключевые слова:** теплообмен, кипение, пузырьки пара, магнитная жидкость, переменное магнитное поле.

## LOW-FREQUENCY MAGNETIC FIELD INFLUENCE ON THE FORMATION OF VAPOR BUBBLES IN THE BOILING MAGNETIC FLUID

Yanovskii A.A.<sup>1</sup>, Simonovskii A.Ya.<sup>2</sup>, Assorov P.S.<sup>2</sup>, Shatalov N.A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Stavropol state agrarian university,

<sup>2</sup>North-Caucasian federal university, Stavropol, Russian Federation,  
E-mail: aa.yanovskiy@yandex.ru<sup>1</sup>

**Annotation.** An effect of an alternating magnetic field on heat transfer during the boiling of a magnetic fluid in an alternating magnetic field of intensity 2 kA / m is studied experimentally. Boiling curves are obtained in a magnetic field with a frequency of 5 Hz and 15 Hz. It is established that an alternating magnetic field leads to a decrease in the heat flow to the liquid by 1.2 times. Sections characteristic of a transient boiling regime were obtained on the boiling curves in an alternating magnetic field. A phenomenon of reversible coagulation of a magnetic fluid during its cooling has been detected.

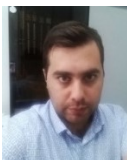
**Key words:** heat transfer, boiling, vapor bubble, magnetic fluid, alternating magnetic field.



ЯНОВСКИЙ Александр Александрович, в 2013 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.14 «Теплофизика и теоретическая теплотехника». Опубликовал 53 научные работы, в том числе 11 статей. В настоящее время доцент кафедры физики Ставропольского государственного аграрного университета.



СИМОНОВСКИЙ Александр Яковлевич, в 1999 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Проблемы тепло- и массопереноса в магнитных жидкостях». Опубликовал 180 научных работ, в том числе более 30 статей, 20 статей в иностранных журналах, имеет авторское свидетельство на изобретение. В настоящее время профессор кафедры общей и теоретической физики Северо-Кавказского федерального университета.



АССОРОВ Павел Семенович, окончил Ставропольский государственный университет в 2009 году. В настоящее время является аспирантом кафедры общей и теоретической физики Северо-Кавказского федерального университета. Имеет 5 научных публикации.



ШАТАЛОВ Николай Андреевич, в 2017 окончил Ставропольский государственный аграрный университет с присвоением квалификации магистр техники и технологии по направлению Электроэнергетика и электротехника. Имеет 20 опубликованных работ, в том числе статья в издании, рекомендуемом ВАК.

Благодаря тому, что магнитные жидкости (МЖ) обладают уникальными свойствами, позволяющими магнитному полю влиять на механизмы переноса тепла, они могут использоваться в качестве управляемого теплоносителя. В основе регулирования тепло-и массообменном при фазовых превращениях в МЖ лежит влияние величины и направления магнитного поля на процесс образования и движения пузырьков пара. В работе [1] исследовалось влияние внешнего постоянного однородного и неоднородного магнитных полей большой напряженности на процессы образования пузырьков пара при кипении МЖ. Авторами этой работы было показано, что при изменении величины приложенного внешнего постоянного магнитного поля на процесс кипения МЖ происходит как интенсификация, так и ослабление процесса переноса тепла. Влияние постоянного магнитного поля изучалось в работах [2-3].

Данная работа посвящена изучению влияния низкочастотных (до 10 Гц) горизонтальных магнитных полей на процессы образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости на одиночном центре парообразования.



Изучение влияния магнитного поля на частоту образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости проводилось с использованием экспериментальной установки, включающей в качестве измерительной ячейки систему индукционных катушек. Используемая в эксперименте магнитная жидкость представляла собой коллоидный раствор магнетита в керосине, стабилизированный олеиновой кислотой, с объемной концентрацией магнитной дисперсной фазы 5,75% и плотностью 1040 кг/м<sup>3</sup>.

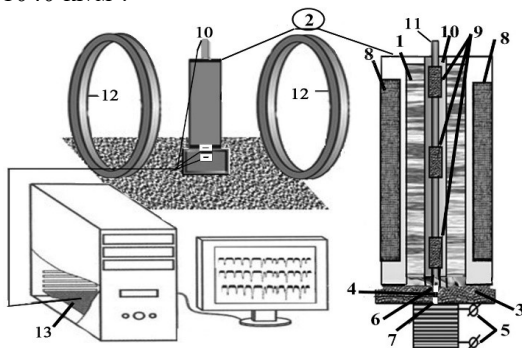


Рис. 1. Схема экспериментальной установки представлена.

Магнитная жидкость 1 заливалась в немагнитный цилиндрический контейнер 2, дном которого служила фторопластовая пробка 3. Через осевое отверстие фторопластовой пробки пропускали медный стержень 4 диаметром 1,5 мм, при помощи которого тепло подводилось к магнитной жидкости. Источником тепла служил электрический нагреватель 5. Вдоль оси теплоподводящего медного стержня устанавливались спаи двух хромель – копелевых термопар 6,7. На поверхности контейнера с жидкостью располагался дополнительный нагреватель 8, который служил для поддержания температуры основной массы жидкости вблизи точки кипения (~90 °С для несущей жидкости). Для регистрации паровых пузырей использовалась система измерительных индукционных катушек 9, которая размещалась в пространстве между двумя стеклянными трубками 10 и 11, установленными в немагнитный цилиндрический контейнер. Контейнер, заполненный магнитной жидкостью, помещали во внешнее переменное однородное магнитное поле, которое создавалось катушками Гельмгольца 12. Катушки Гельмгольца располагались таким образом, чтобы объем магнитной жидкости находился в области однородного поля этих катушек. Показания индукционных датчиков и термопар в процессе измерения регистрировались при помощи аналого-

цифрового преобразователя (АЦП) 13 и отображались на мониторе компьютера в виде осциллограмм.

Измерения проводили следующим образом: на основной и дополнительный нагреватели одновременно подавали напряжение. Интенсивность подвода тепла от дополнительного и основного нагревателей подбирали такой, чтобы магнитная жидкость закипала на теплоотдающем торце основного нагревателя. Все измерения проводились при одинаковых значениях напряжений, подаваемых на обмотки нагревателей. Система измерительных катушек располагалась над теплоотдающим торцом. С течением времени температуры жидкости и поверхности нагревателя возрастали. На торце нагревателя в магнитной жидкости начиналось образование пузырьков пара. Затем пузырьки пара отрывались от поверхности нагревателя и всплывали под действием силы тяжести и электромагнитных сил, попадая в объем измерительной катушки. Появление парового пузыря в объеме магнитной жидкости приводило к искажению магнитного поля, первоначально существующего в рабочем зазоре катушки. А их движение приводило к изменению во времени магнитного потока через плоскости витков катушки. Ток, индуцированный в измерительных катушках, приводил к всплеску на осциллограмме.

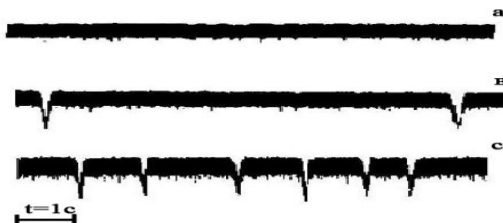


Рис. 2. Характерный вид осциллограмм, полученных в переменных магнитных полях низкой частоты (менее 10Гц)

На рис. 2,а представлена осциллограмма, на которой всплески не наблюдались. Она получена при температуре поверхности нагревателя равной  $103^{\circ}\text{C}$ . Это говорит о том, что при данной температуре теплоотдающей поверхности пузырьки пара не проходят через объем измерительной катушки. При достижении температуры поверхности нагревателя порядка  $105^{\circ}\text{C} - 106,5^{\circ}\text{C}$  на осциллограммах возникли одиночные периодически повторяющиеся всплески малой амплитуды, связанные с прохождением паровых пузырей через витки индукционных катушек (рис. 2,в). С дальнейшим увеличением температуры поверхности нагревателя ( $T > 107^{\circ}\text{C}$ ) частота всплесков на осциллограммах начинала увеличиваться (рис. 2,с).

На осциллограммах выбирались участки длительностью 20 секунд, в течение которых, температура нагревателя не изменялась более чем в пределах ошибок измерений. Подсчитывалось число всплесков. Частота образования пузырьков пара находилась как отношение числа всплесков на осциллограмме к длительности интервала наблюдения.

На рис. 3 представлены зависимости частоты образования пузырьков пара  $f$  от температуры теплоотдающей поверхности  $T$ , полученные во внешних переменных магнитных полях напряженностью 1,8 кА/м различной частоты. Кривые 1,2,3,4 соответствуют частотам переменного магнитного поля, равным 1 Гц, 5 Гц, 7 Гц, 9 Гц.

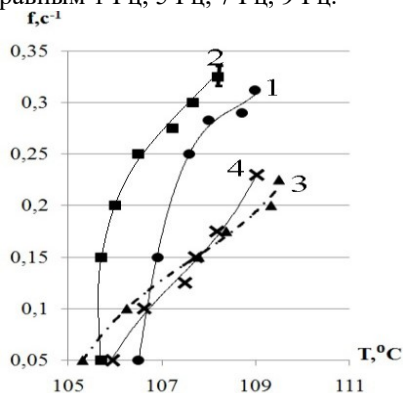


Рис. 3. Зависимости частоты образования пузырьков пара  $f$  от температуры теплоотдающей поверхности  $T$ , полученные во внешних переменных магнитных полях напряженностью 1,8 кА/м различной частоты

Начало регистрации пузырьков пара происходило при разных температурах теплоотдающей поверхности от  $105,5^{\circ}C$  до  $106,5^{\circ}C$ . Это могло быть связано не только с тем что температура начала кипения изменяется с изменением частоты приложенного магнитного поля, но и с погрешностями метода измерений. Так как в этом интервале температуры кипение магнитной жидкости недогретое и всплывающие пузырьки пара могут схлопываться, не достигая объема измерительных катушек. Это и приводит к неуверенной регистрации пузырьков пара.

Из рис. 3 видно, что во всем представленном интервале частот переменного магнитного поля с ростом температуры теплоотдающей поверхности происходит монотонное увеличение частоты образования пузырьков пара. Однако, в зависимости от частот приложенного переменного магнитного поля увеличение частоты образования пузырьков пара происходит с разной интенсивностью. То есть, при увеличении температуры нагревателя на  $3-4^{\circ}C$  в переменном магнитном поле ча-

стотой от 5 до 10 Гц частота образования пузырьков пара увеличивается в 4 раза, а притом же увеличении температуры нагревателя в магнитном поле частотой от 1 до 5 Гц частота образования пузырьков пара уже увеличивается в 6-7 раз. Таким образом, зависимость частоты образования пузырьков пара от температуры нагревателя носит монотонный характер, а от частоты приложенного переменного магнитного поля немонотонный.

Чтобы отобразить данную немонотонность выбирались 3 значения температур поверхности нагревателя из интервала уверенной регистрации ( $106,5^{\circ}\text{C}$ - $108,5^{\circ}\text{C}$ ), при которых по данным рис.3 были построены зависимости частоты образования пузырьков пара  $f$  от частоты внешнего приложенного магнитного поля  $f_{\text{мп}}$ . Эти зависимости представлены на рис.4. Кривые 1,2,3 соответствуют температурам поверхности нагревателя  $106,5^{\circ}\text{C}$ ,  $107,5^{\circ}\text{C}$ ,  $108,2^{\circ}\text{C}$ .

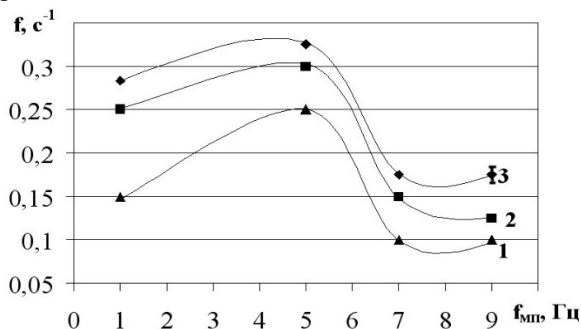


Рис. 4. Зависимость частоты отрыва пузырьков пара от частоты магнитного поля

Из рис. 4 видно, что при увеличении частоты внешнего переменного магнитного поля от 1 Гц до 5 Гц во всем представленном интервале температур поверхности нагревателя частота образования пузырьков пара монотонно возрастает. При дальнейшем повышении частоты внешнего переменного магнитного поля от 5 Гц до 7 Гц частота парообразования уменьшается. При увеличении частоты внешнего переменного магнитного поля от 7 Гц до 9 Гц во всем представленном интервале температур поверхности нагревателя частота образования пузырьков пара не изменяется более чем в пределах погрешностей измерения.

Как оказалось, под действием низкочастотного магнитного поля наряду с изменением частоты образования пузырьков пара происходило изменение удельного теплового потока поглощаемого магнитной жидкостью в процессе кипения. Расчёт теплового потока производился по формуле:

$$q = -\lambda \cdot \text{grad}T,$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности материала теплоподводящего стержня,

$$\text{grad}T = \left| \frac{T_2 - T_1}{\Delta x} \right|,$$

где  $T_1$  и  $T_2$  – температуры в верхней и нижней точках теплоотдающего стержня соответственно, а  $\Delta x$  – расстояние между точками измерения температур  $T_1$  и  $T_2$ . В нашем случае – это есть расстояние между точками установки термопар вдоль оси теплоподводящего стержня.

На рис. 5 представлены зависимости удельного теплового потока  $q$  от температуры теплоотдающей поверхности  $T$ , полученные во внешних переменных магнитных полях напряженностью 1,8 кА/м различной частоты. Кривые 1,2,3,4 соответствуют частотам переменного магнитного поля, равным 1 Гц, 5 Гц, 7 Гц, 9 Гц.

Из рис. 5 видно, что с увеличением температуры поверхности нагревателя удельный тепловой поток монотонно растет во всем исследуемом интервале частот магнитного поля. При всех температурах поверхности нагревателя увеличение частоты переменного магнитного поля приводило к росту удельного теплового потока, который в свою очередь достигал максимальной величины при частоте магнитного поля равной 9 Гц.

Результаты изучения влияния низкочастотного переменного магнитного поля на процесс образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости показали, что частота образования пузырьков пара монотонно зависит от температуры теплоотдающей поверхности и немонотонно от частоты внешнего переменного магнитного поля. Найдено, что под действием низкочастотного магнитного поля наряду с изменением частоты образования пузырьков пара происходит изменение удельного теплового потока, поглощаемого магнитной жидкостью в процессе кипения. Таким образом, обнаружено существенное влияние низкочастотного магнитного поля на процесс образования пузырьков пара и теплообмен при кипении жидких намагничивающихся сред на одиночном центре парообразования.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кобозев М.А., Симоновский А.Я. Метод измерения, экспериментальная установка и результаты измерения частоты образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости на одиночном центре парообразования. ЖТФ. 2007, 77(11), 31-38.

2. Яновский А.А., Симоновский А.Я., Клименко Е.М. К вопросу о влиянии магнитного поля на гидрогазодинамические процессы в кипящей магнитной жидкости // Электронная обработка материалов. 2014. 3, 66-72.

3. Yanovskii A., Simonovskii A., Chuenkova I. Measurement of the vapor bubble formation frequency in boiling magnetic fluid by a two-layer medium method // Magnetohydrodynamics. 2018. 54, 121-125.

## МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ МАГНИТНОЙ СУСПЕНЗИИ В ГРАДИЕНТНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.Б. Кашевский<sup>1</sup>, А.Л. Худoley

Государственное научное учреждение «Институт тепло- и массообмена  
имени А.В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси»  
220072 г. Минск, ул. П. Бровки, 15  
E-mail: sbkashevski@tut.by<sup>1</sup>

**Аннотация.** Предложена физико-математическая модель динамики магнитной суспензии в присутствии неоднородного магнитного поля, в которой источником механического воздействия является вращающаяся цилиндрическая поверхность, а источником поля – поперечно поляризованный цилиндрический магнит. Модель использована для оценок максимальной скорости вращения цилиндра, исключая отрыв суспензии от его поверхности, для различных конфигураций системы. Предложенная схема отражает некоторые важные стороны магнитных и механических условий, существующих при магнито-реологическом полировании вращающимся инструментом.

**Ключевые слова:** Магнитная суспензия; механическое воздействие; магнитное воздействие

## ODEL OF MAGNETIC SUSPENSION DYNAMICS IN A GRADIENT MAGNETIC FIELD

Kashevsky S. B. <sup>1</sup>, Khudoley A.L.

State Scientific Institution "Institute of Heat and Mass Transfer  
named after A.V. Lykov of the National Academy of Sciences of Belarus "  
E-mail: sbkashevski@tut.by<sup>1</sup>

**Annotation.** A physico-mathematical model of the dynamics of a magnetic suspension in the presence of an inhomogeneous magnetic field is proposed, in which a rotating cylindrical surface is the source of mechanical action, and a transversely polarized cylindrical magnet is the source of the field. The model is used to estimate the maximum rotation speed of the cylinder, excluding the separation of the suspension from its surface, for various configurations of the system. The proposed scheme reflects some important aspects of the magnetic and mechanical conditions that exist during magnetorheological polishing with a rotating tool.

**Key words:** Magnetic suspension; mechanical action; magnetic action

**Введение.** Поведение дисперсных магнитных систем во внешних магнитных полях весьма многообразно и зависит от свойств и размеров магнитных частиц, свойств среды, в которой они находятся, характера внешних магнитных и механических воздействий. Эти различия определяют многообразие способов практического применения дисперсных магнитных систем, к примеру, в магнитоуправляемой гидрав-

лике [1], псевдооживлении [2], обработке поверхности [3], сепарации [4], наномедицине [5]. В данной работе предложена модель исследования движения магнитных дисперсий, обеспечивающая модельные, обладающие простой цилиндрической симметрией, условия воздействия на них поверхностных механических и объемных магнитных сил. Механическое воздействие создается вращающейся цилиндрической поверхностью, а магнитное – неоднородным магнитным полем поперечно поляризованного цилиндрического магнита. В этом случае пространственное распределение напряженности поля имеет простое аналитическое представление, а модуль его напряженности обладает осевой симметрией [6]. Предложенная схема отражает, например, некоторые важные стороны магнитных и механических условий, существующих при магнитореологическом полировании вращающимся инструментом [3].

**Модель.** Рассматриваем цилиндр радиусом  $R$ , внутри которого находится постоянный диаметрально намагниченный магнит радиусом  $R_{mag}$  и намагниченностью  $I_{mag}$ . На поверхности цилиндра находится суспензия карбонильного железа объемом  $V$  с содержанием железа  $c$  (рис. 1).

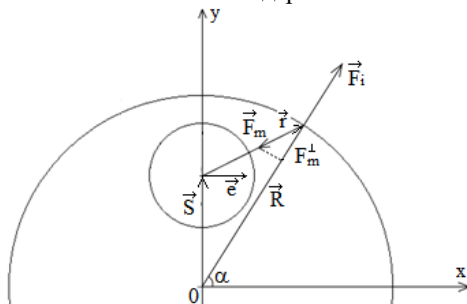


Рис. 1. Схема задачи

Как показано в [6], напряженность магнитного поля диаметрально намагниченного магнита не зависит от направления его намагничивания и определяется только расстоянием до его оси  $r$ :

$$H = 2\pi I_{mag} R_{mag}^2 / r^2. \quad (1)$$

Магнитные свойства рассматриваемой суспензии характеризуются кривой намагничивания  $I(H)$ , описывающей зависимость намагниченности суспензии (магнитный момент единицы объема суспензии) от напряженности магнитного поля.

Будем аппроксимировать закон намагничивания материала функцией

$$I = I_s f(H), \quad f(H) = \left(1 + \frac{I_s}{\chi H}\right)^{-1}, \quad (2)$$

где  $I_s = cI_{sb}$  – намагниченность насыщения суспензии карбонильного железа, с учетом его концентрации железа  $c$  и максимальной намагниченности частиц  $I_{sb}$ .  $\chi$  – начальная магнитная восприимчивость. Помимо простоты, достоинство соотношения (2) состоит в том, что оно содержит только основные измеряемые характеристики материала – намагниченность насыщения и начальную восприимчивость. Формула (2) дает верные значения намагниченности на линейном участке намагничивания и в насыщающем поле и вполне удовлетворительно приближает реальные кривые намагничивания в промежуточных полях [6].

Полагаем, что размер рассматриваемой области суспензии мал по сравнению с масштабом неоднородности поля. Общее выражение для силы, действующей на тело в неоднородном магнитном поле имеет вид

$$\mathbf{F}_m = (\mathbf{M}\nabla)\mathbf{H}. \quad (3)$$

Здесь  $\mathbf{M} = M\mathbf{H}/H$  – полный магнитный момент тела, равный в данном случае суммарному магнитному моменту частиц карбонильного железа в рассматриваемом объеме. Если содержание карбонильного железа в суспензии равно  $c$ , то полный магнитный момент можно представить в виде

$$M(H) = M_s f(H), \quad M_s = VcI_{sb}, \quad (4)$$

где  $M_s$  – предельное значение эффективного магнитного момента в насыщающем поле. С учетом уравнения магнитостатики  $\text{rot}\mathbf{H} = 0$  общее выражение для магнитной силы (3) приводится к виду

$$\mathbf{F}_m = M(H)\nabla H. \quad (5)$$

Подставляя в (5) соотношения (2) и (4) получаем

$$\mathbf{F}_m = -\frac{4\pi I_{mag} R_{mag}^2 VcI_{sb}}{r^4} f_1(r) \mathbf{r}, \quad f_1(r) = \frac{1}{1 + \frac{cI_{sb}}{2\pi\chi I_{mag}} \frac{r^2}{R_{mag}^2}}. \quad (6)$$

Сила инерции, действующая на объем  $V$  определяется выражением

$$F_i = V \left[ \rho_l + c(\rho_p - \rho_l) \right] \omega^2 R$$

и направлена по нормали к боковой поверхности вращающегося цилиндра.  $\omega$  – частота вращения цилиндра,  $\rho_l, \rho_p$  – плотности несущей жидкости и частиц суспензии соответственно.



Условие удержания суспензии на поверхности вращающегося цилиндра:

$$\left| F_m^\perp / F_i \right| \geq 1, \quad (7)$$

где  $F_m^\perp$  – проекция магнитной силы на нормаль к боковой поверхности цилиндра дается соотношением:

$$F_m^\perp = \frac{\mathbf{F}_m \cdot \mathbf{R}}{R} = -\frac{4\pi I_{mag} R_{mag}^2 V c I_{sb}}{r^4} f_1(r) \frac{\mathbf{rR}}{R}$$

Окончательно, условие удержания суспензии на вращающейся поверхности (7) получено в виде:

$$\frac{4\pi I_{mag} R_{mag}^2 c I_{sb}}{\left[ \rho_l + c(\rho_p - \rho_l) \right] \omega^2 R r^4} (R - S \sin \alpha) \left[ 1 + \frac{c I_{sb}}{2\pi \chi I_{mag}} \frac{r^2}{R_{mag}^2} \right]^{-1} \geq 1. \quad (8)$$

Выражение (8) может быть использовано для оценок максимальной скорости вращения цилиндра, исключаяющей отрыв суспензии от его поверхности. Принимая в качестве характерного размера радиус цилиндра  $R$ , вводя обозначения  $r_{mag} = R_{mag} / R$ ,  $s = S / R$  и переопределяя  $r \equiv r / R$ , получаем для скорости вращения цилиндра следующее соотношение:

$$\omega R = v = \left[ \frac{4\pi I_{mag} c I_{sb}}{\left[ \rho_l + c(\rho_p - \rho_l) \right]} \frac{r_{mag}^2}{\left[ 1 - 2s \sin \alpha + s^2 \right]^2} (1 - s \sin \alpha) \cdot \left[ 1 + \frac{c I_{sb}}{2\pi \chi I_{mag}} \frac{(1 - 2s \sin \alpha + s^2)}{r_{mag}^2} \right]^{-1} \right]^{1/2}$$

На рис. 2 и 3 представлены зависимости скорости движения поверхности вращающегося цилиндра для различных конфигураций системы, полагая  $I_{mag} = 1070$  Гс,  $I_{sb} = 2.2 \cdot 10^4 / (4\pi)$  Гс,  $\rho_l = 1$  г/см<sup>3</sup>,  $\rho_p = 7.5$  г/см<sup>3</sup>,  $c = 0.4$ ,  $\chi = 3 / (4\pi)$ .

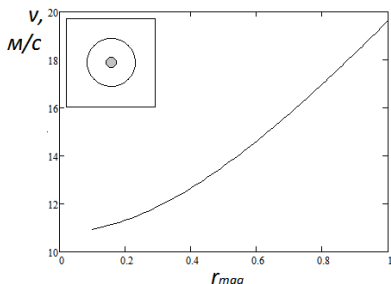


Рис. 2. Зависимость скорости от радиуса магнита для случая размещения магнита в центре цилиндра ( $s = 0$ )

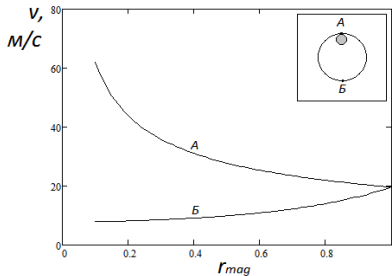


Рис. 3. Зависимость скорости от радиуса магнита для случая размещения магнита возле поверхности цилиндра ( $s = \max$ ), в точках А и Б

**Заключение.** Предложена магнито-механическая модель динамики магнитной суспензии в присутствии неоднородного магнитного поля, в которой источником механического воздействия является вращающаяся цилиндрическая поверхность, а источником поля – поперечно поляризованный цилиндрический магнит. Предложенная модель отражает некоторые важные стороны магнитных и механических условий, существующих при магнитореологическом полировании вращающимся инструментом.

*Работа профинансирована ГПНИ «Энергетические системы, процессы и технологии», задание 2.76 и Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований, проект T20P-182.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Carlson J. D., Catanzarite D. M., St. Clair K. A. Commercial magneto-rheological fluid devices // Int. J. Mod. Phys. B. 1996. Vol. 10. Pp. 2857–2865.
2. Hristov J. Magnetic field assisted fluidization – a unified approach. Part 6. Topics of Gas-Liquid-Solid Fluidized Bed Hydrodynamics. // Reviews in Chemical Engineering. 2007. Vol. 23, № 6. Pp. 373–526.
3. Kordonski W. I. and Jacobs S. D. Magnetorheological finishing // Int. J. Mod. Phys. B. 1996. Vol. 10, 2837 (1996).
4. Friedman G. and Yellen B. Magnetic separation, manipulation and assembly of solid phase in fluids // Current Opinion in Colloid & Interface Science. 2005. Vol. 10. Pp. 158–166.
5. Banerjee R, Katsenovich Y, Lagos L. et.al. Nanomedicine: magnetic nanoparticles and their biomedical applications // Curr. Med. Chem. 2010. Vol.17, № 27. Pp. 3120–3141.
6. Kashevsky S. B., Kashevsky B. E. Analytical model of batch magnetophoretic separation // Phys. Rev. E. 2013. Vol. 87. Pp. 62308–62316.

## ОБРЕЗАНИЕ ВОЛН В КАПИЛЛЯРНЫХ ОБЪЕМАХ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Ассоров П.С.<sup>1</sup>, Симоновский А.Я.<sup>1,2</sup>, Шаталов Н.А.<sup>1,3</sup>, Яновский А.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Северо-Кавказский федеральный университет,  
355009 г. Ставрополь, ул. Пушкина, д.1

<sup>2</sup>Ставропольский государственный аграрный университет,  
355017 г. Ставрополь, пер. Зоотехнический, д.12

<sup>3</sup>ГБПОУ «Ставропольский колледж связи  
имени Героя Советского Союза В.А. Петрова»,  
г. Ставрополь пр-д Черныховского, 3

E-mail: pavliko86@mail.ru<sup>1</sup>, shatalovnik92@mail.ru<sup>1,3</sup>, simonovchikij@mail.ru<sup>1,2</sup>

**Аннотация.** Экспериментально обнаружены бегущие и стоячие волны на поверхности магнитной жидкости капиллярных размеров. Их возникновение обусловлены переменными магнитными полями с частотой от 30 Гц при напряженностях внешнего магнитного поля свыше 7 кА/м. В результате проведенных экспериментов найдены режимы возбуждения волн на поверхности капли магнитной жидкости и определены характеристики этих волн.

**Ключевые слова:** бегущие волны, стоячие волны, теплообмен, магнитная жидкость, кипение, переменное магнитное поле.

## WAVE CUTTING IN CAPILLARY VOLUMES MAGNETIC FLUID

Assorov P.S.<sup>1</sup>, A. Simonovsky Ya.<sup>1,2</sup>, Shatalov N.A.<sup>1,3</sup>, Yanovsky A.A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>North Caucasian Federal University, 355009, Stavropol, st. Pushkin, 1

<sup>2</sup>Stavropol State Agrarian University, 355017, Stavropol, per. Zootechnical, 12

<sup>3</sup>Stavropol College of Communications named after Hero of the Soviet Union  
V.A. Petrova, Stavropol pr-d Chernykhovsky, 3

E-mail: pavliko86@mail.ru<sup>1</sup>, shatalovnik92@mail.ru<sup>1,3</sup>,  
simonovchikij@mail.ru<sup>1,2</sup>

**Annotation.** Traveling and standing waves on the surface of a capillary-sized magnetic liquid were experimentally detected. Their occurrence is caused by alternating magnetic fields with a frequency of 30 Hz at external magnetic field strengths of more than 7 kA/m. As a result of the experiments, the modes of wave excitation on the surface of a drop of magnetic liquid were found and the characteristics of these waves were determined.

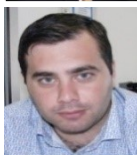
**Key words:** traveling wave, standing wave, heat transfer, magnetic fluid, boiling, alternating magnetic field.



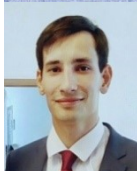
СИМОНОВСКИЙ Александр Яковлевич в 1999 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Проблемы тепло- и массопереноса в магнитных жидкостях». Опубликовано более 180 научных работ, в том числе более 30 статей, авторское свидетельство на изобретение, около 10 статей в иностранных журналах. В настоящее время профессор кафедры теоретической физики Института естественных наук Северо-Кавказского федерального университета



ЯНОВСКИЙ Александр Александрович, окончил Ставропольский государственный университет в 2009 году, кандидат физико-математических наук с 2013 г. В настоящее время доцент кафедры физики Ставропольского государственного аграрного университета. Опубликовал более 40 научных работ, в том числе 8 статей.



АССОРОВ Павел Семенович, окончил Ставропольский государственный университет в 2009 году. В настоящее время является аспирантом кафедры общей и теоретической физики Северо-Кавказского федерального университета. Имеет 5 научных публикации.



ШАТАЛОВ Николай Андреевич, в 2017 окончил Ставропольский государственный аграрный университет с присвоением квалификации магистр техники и технологии по направлению Электроэнергетика и электротехника. Имеет 20 опубликованных работ, в том числе статья в издании, рекомендуемом ВАК.

В процессах кипения магнитной жидкости [1,2] интенсификация теплообмена может происходить за счет ряда обстоятельств. С одной стороны, неоднородное внешнее магнитное поле может обеспечивать дополнительную выталкивающую силу, действующую на пузырек пара, что приведет к облегчению всплытия пузырька и увеличению частоты образования и отрыва пузырьков пара. Кроме того, магнитное поле может существенно деформировать паровой пузырек, что обеспечит значительное изменение межфазной поверхности пар-жидкость и соответственно приведет к изменению теплоотдающей поверхности. Магнитное поле существенно влияет и на межфазное натяжение на границе с твердой поверхностью теплообмена, что так же должно давать возможность менять интенсивность отвода тепла от твердой поверхности к кипящей жидкости. Так обстоит дело в постоянном внешнем магнитном поле. Поле может быть однородным, неоднородным. Обладать различным направлением градиента. Последнее обстоятель-

ство приведет к различной совокупности сил влияющих на возникновение, рост и отрыв пузырька пара.

В настоящей работе исследуется влияние переменного магнитного поля, приводящее к возникновению дополнительного фактора к ранее указанным, существенно меняющего характер межфазной границы пар-жидкость и жидкость-твердая поверхность нагревателя. Этим фактором является возникновение поверхностных волн на межфазной границе пар-жидкость. Последствия возникновения поверхностных волн на межфазной границе пар-жидкость в переменном магнитном поле на процесс образования пузырька пара в кипящей магнитной жидкости моделировались с помощью гидродинамической аналогии: пузырек газа в жидкости и капли жидкости в окружающем её газе. Капля магнитной жидкости вытекала из капиллярного отверстия на поверхность горизонтальной немагнитной пластины, висящей в воздухе, находящейся в однородном внешнем магнитном поле, созданном катушками Гельмгольца. Переменное магнитное поле в катушках Гельмгольца обеспечивалось генератором переменного тока. Магнитное поле менялось в широких пределах по частоте и интенсивности. Схема установки по наблюдению за поведением капли магнитной жидкости, висящей на горизонтальной немагнитной пластине в указанном магнитном поле представлена на рис. 1.

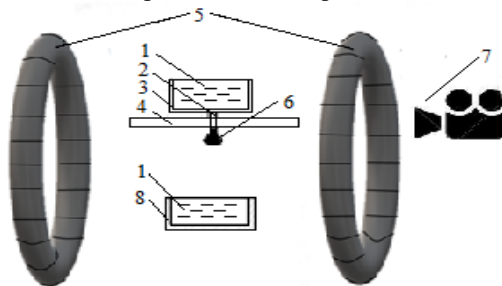


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 – магнитная жидкость; 2 – отверстие диаметром  $d = 1 \text{ мм}$ ; 3 – цилиндрический пластиковый контейнер; 4 – медный диск; 5 – катушки Гельмгольца; 6 – капля магнитной жидкости; 7 – скоростная видеокамера; 8 – контейнер для сбора магнитной жидкости

В результате проведенных наблюдений было обнаружено, что капиллярный объем магнитной жидкости, висящий и одновременно растущий на горизонтальной поверхности с размерами, значительно превышающими размеры висящей капли в значительной степени меняет свои геометрические характеристики в зависимости от направления, величины и частоты приложенного магнитного поля. При этом капля

магнитной жидкости, без включения магнитного поля имела осесимметричную форму с вертикальной осью симметрии. При некоторой величине и частоте магнитного поля столбик жидкости, на котором подвешена капля, значительно увеличивался, а сама капля существенно удлинялась в направлении приложенного магнитного поля и претерпевала колебания различной частоты и амплитуды. При дальнейшем изменении поля капля без образования столбика, растекалась вдоль поверхности подвеса. При этом на поверхности капли возникали бегущие волны различной амплитуды и частоты. Эти бегущие волны в результате отражения от границы капли сопряженной с твердой поверхностью в последующем формировали стоячие волны с некоторым распределением амплитуды и длины волны. Изменение частоты и интенсивности магнитного поля приводило к изменению характеристик как бегущих, так и стоячих волн. Помимо указанных явлений характерных для горизонтально приложенного магнитного поля с увеличением напряженности поля значительно менялся характер роста, форма и длительность истечения капли из отверстия.

На рис. 2 приведена последовательность изменений формы капли истекающей из отверстия, выполненного в горизонтальной пластине с увеличением магнитного поля при различных частотах.

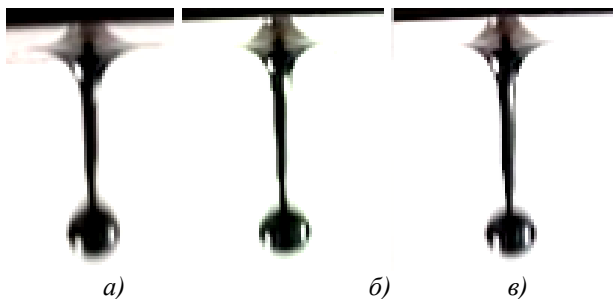


Рис. 2. Отрыв капли магнитной жидкости в переменном магнитном поле напряженностью  $H_{max}=1,003 \text{ кА/м}$ : а) 10 Гц; б) 12 Гц; в) 15 Гц

Из рисунка видно, что в поле  $H_{max}=1,003 \text{ кА/м}$  капля представляет собой шар, подвешенный на тонком столбике жидкости с основанием, закрепленным на горизонтальной твердой пластине. Удержание капли на горизонтальной поверхности подвеса осуществляется за счет капиллярных сил. Видно так же, что форма капли не зависит от частоты приложенного магнитного поля, при его незначительной интенсивности.

На рис. 3, где представлены фотографии капли в горизонтальном магнитном поле  $H_{max}=4,566 \text{ кА/м}$ , видно, что с увеличением поля в 4,5

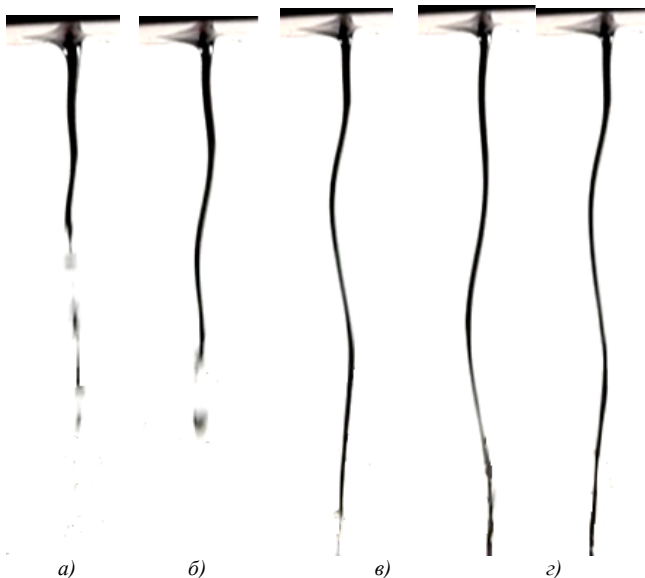
раза капля от сферической формы переходит в удлинённую гантелеобразную форму, подвешенную на вертикальном столбе жидкости.



а) б) в)

Рис. 3. Отрыв капли магнитной жидкости в переменном магнитном поле напряженностью  $H_{max}=4,566 \text{ кА/м}$  : а) 10 Гц; б) 12 Гц; в) 15 Гц

Состояние капли изображенное на рис. 2;3 существенно изменялось при ускорении истечения капли из отверстия. А именно, происходило значительное удлинение вертикального столбика жидкости подвешенного на горизонтальной поверхности пластины, как показано на рис. 4.



а) б) в) г) д)

Рис. 4. Кинограмма струи магнитной жидкости в переменном магнитном поле с частотой 10 Гц с амплитудой напряженности  $H_{max}=4,566 \text{ кА/м}$  во временные промежутки от начала эксперимента: а) 0,0792 с; б) 0,1132 с; в) 0,1528 с; г) 0,1726 с; д) 0,2066 с

Из рисунка видно, что с увеличением времени истечения столбика жидкости из отверстия на горизонтальной пластине происходит удлинение этого столбика до момента его распада. Осевая линия столбика прерывает поперечные колебания в направлении приложенного магнитного поля.

С увеличением напряженности поля, как показано на рис. 5 распад столба жидкости происходил на цилиндрические части примерно одинаковой высоты каждый из которых в отдельности осуществлял колебания в направлении внешнего приложенного магнитного поля.



Рис. 5 Кинограмма струи магнитной жидкости в переменном магнитном поле с частотой  $10 \text{ Гц}$  с амплитудой напряженности:  $H_{max} = 6,347 \text{ кА/м}$  во временные промежутки от начала эксперимента: а)  $0,3330 \text{ с}$ ; б)  $0,3429 \text{ с}$ ; в)  $0,3561 \text{ с}$ ; г)  $0,3660 \text{ с}$

Формировании стоячих волн на поверхности магнитной жидкости истекающей из отверстия в горизонтальной пластине представлены на рис. 6. Волны возникают в переменном магнитном поле напряженностью не менее  $H_{max} = 7 \text{ кА/м}$  и при частоте поля свыше  $30 \text{ Гц}$ .

Из рисунка видно, что в зависимости от частоты приложенного магнитного поля, длина цуга поверхностных волн существенно увеличивается. При этом меняются как амплитуда, так и длина волны.





Рис. 6. Растекание капли магнитной жидкости в переменном магнитном поле с различными частотами: а) 30 Гц; б) 50 Гц; в) 60 Гц с амплитудой напряженности:  $H_{max} = 7$  кА/м.

**Заключение.** Таким образом в данной работе на основе наблюдения за поведением капли магнитной жидкости истекающей из отверстия в горизонтальной немагнитной поверхности в переменном однородном внешнем магнитном поле было обнаружено:

- само образование поверхностных волн на межфазной поверхности жидкость-газ;
- зависимость характеристик поверхностных волн от частоты и интенсивности приложенного магнитного поля;
- возникновение как бегущих так и стоячих волн при различных характеристиках внешнего переменного магнитного поля.

В работе обсуждается возможность развития отмеченных волновых явлений на межфазной границе пар-жидкость при кипении магнитной жидкости в переменном магнитном поле, которые могут приводить к значительному изменению интенсивности теплоотвода от поверхности нагревателя.

*Выражаем благодарность РФФИ за поддержку работы грант №20-01-00017*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yanovskii A. A., Simonovskii A. Ya. Frequency of Formation of Vapor Bubbles in a Two-Layer Medium of Magnetic and Nonmagnetic Liquid // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. 2019. Vol. 55, Issue 5, P. 567–575
2. Яновский А.А., Симоновский А.Я. Частота образования пузырьков пара в двух-слойной среде магнитная-немагнитная жидкость // Электронная обработка материалов, 2019, 55(1) С. 37 – 46

## КОНВЕКЦИЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ЗАМКНУТОМ КОНТУРЕ

Косков М.А.<sup>1</sup>, Пшеничников А.Ф.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГБУН Институт механики сплошных сред УрО РАН,  
г. Пермь, Российская Федерация,  
614013, г. Пермь, ул. Академика Королёва, 1

<sup>2</sup>ФГБОУ ВО «Пермский государственный национальный  
исследовательский университет», г. Пермь, Российская Федерация,  
614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15  
e-mail: koskov.m@icmm.ru <sup>1</sup>, pshenichnikov@icmm.ru <sup>2</sup>

**Аннотация.** Экспериментально исследуется конвекция магнитной жидкости в замкнутом протяжённом контуре, подогреваемом сбоку. Оценивается влияние градиентного магнитного поля на интенсивность конвективного теплопереноса. В рамках одномерной модели контура предложен способ измерения числа Нуссельта с точностью до постоянного множителя. В рамках тестовых опытов обнаружен рост числа Нуссельта при наложении градиентного магнитного поля. Обозначены перспективы дальнейших исследований.

**Ключевые слова:** конвективная петля, магнитная жидкость, термомангнитная конвекция, температурные измерения

## CONVECTION OF MAGNETIC FLUID IN AN ENCLOSED LOOP

Koskov M.A.<sup>1</sup>, Pshenichnikov A.F.<sup>2</sup>

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russia,  
Perm State University, Perm, Russia,  
e-mail: koskov.m@icmm.ru <sup>1</sup>pshenichnikov@icmm.ru <sup>2</sup>

**Abstract.** Convection of magnetic fluid in a closed loop is experimentally studied. The main aim of the work is to assess the influence of the magnetic field on the heat transfer intensity. A method for measuring Nusselt number up to a constant coefficient was obtained using a one-dimensional model. Increasing of the Nusselt number under the influence of gradient magnetic field was detected in test experiments. Some perspectives around of the research were mentioned.

**Key words:** convective loop, magnetic fluid, thermomagnetic convection, temperature measurement



КОСКОВ Михаил Андреевич окончил Пермский государственный университет в 2019 году по направлению подготовки бакалавров «Прикладные математика и физика» В настоящее время продолжает обучение в магистратуре Пермского университета и является лаборантом лаборатории динамики дисперсных систем ИМСС УрО РАН



ПШЕНИЧНИКОВ Александр Фёдорович окончил Пермский государственный университет в 1969 году. В 1992 году защитил диссертацию на соискание учёной степени доктора физико-математических наук по магнитным свойствам концентрированных ферроколлоидов. Имеет более 150 научных публикаций. В настоящее время является профессором Пермского государственного национального университета и главным научным сотрудником лаборатории динамики дисперсных систем ИМСС УрО РАН.

Тепловая конвекция в магнитных жидкостях активно изучается, начиная со второй половины XX века [1]. Интерес к этой теме мотивирован, прежде всего, потенциальной возможностью управлять тепло-массопереносом при помощи внешнего магнитного поля. Управляемые магнитным полем системы охлаждения с магнитной жидкостью в качестве теплоносителя могут быть применены при разработке малогабаритных электронных устройств [2]. В настоящее время хорошо изучена конвекция магнитных жидкостей в полостях различной формы [3]: шаровой полости [4], плоском горизонтальном [2, 5] и вертикальном слоях [6]. Проведено детальное исследование конвекции в связанных каналах при подогреве снизу [7]. Во всех случаях рассматриваются системы, где невозмущённый течением жидкости градиент температуры однороден и является параметром задачи. Настоящая работа посвящена конвекции магнитной жидкости в протяжённом замкнутом контуре при нагреве сбоку. В открытых литературных источниках информация о подобных исследованиях представлена мало. Аналогичная постановка задачи и некоторые результаты представлены в [8, 9]. Имеется экспериментальное исследование конвекции магнитной жидкости в замкнутом канале [10]. Впрочем, в последнем случае, условия теплообмена существенно отличаются от условий, поставленных в настоящей работе.

Исследуется конвекция в замкнутом контуре овальной формы, расположенном в вертикальной плоскости. Контур изготовлен из трубки круглого сечения, длина которой  $L$  много больше её радиуса  $L \gg R$ . Вертикальный участок длиной  $L_h < L$  подогревается. Оставшаяся охлаждаемая часть контура находится в воздухе. К нагреваемому участку приложено градиентное магнитное поле. Контур заполнен нанодисперсной магнитной жидкостью. Задача работы – экспериментально оценить влияние градиентного магнитного поля на интенсивность конвективного теплопереноса. В качестве основного метода исследования выступают температурные измерения, анализ результатов которых производится в рамках одномерной модели, например [11]. Неоднородностью температуры в поперечном сечении трубки пренебрегается  $T = T(z)$  (ось  $z$  совпадает с осью трубки). Течение жидкости пред-

полагается ламинарным и всюду параллельным стенкам  $\mathbf{v} = \{0, 0, v(r)\}$ . Стационарное уравнение Фурье-Кирхгофа, интегрированное по поперечному сечению трубки

$$\text{ср}Q_V \frac{dT}{dz} = \pi R^2 \lambda \frac{d^2 T}{dz^2} - 2\pi R \alpha (T - T_0) \quad (1)$$

$Q_V$  – объёмный расход,  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи. В качестве нулевого значения температуры использовалась температура воздуха, окружающего контур  $T - T_0 \rightarrow T$ . С целью уменьшения количества параметров производился переход к безразмерным величинам. Единицы длины –  $L$ , единицы объёмного расхода  $\chi L$ , где  $\chi$  – температуропроводность. В качестве единиц температуры используется перепад температур на нагреваемом участке  $\theta$ . Уравнение (1) в терминах безразмерных величин

$$Q_V \frac{dT}{dz} = \pi b^2 \frac{d^2 T}{dz^2} - 2\pi A T,$$

где  $b = R/L$ ,  $A = \alpha R/\lambda$  – безразмерный «коэффициент теплоотдачи». В условиях эксперимента выполняется  $b/Q_V \ll 1$ , а решение уравнения

$$T = C_1 e^{-k_1 z} + C_2 e^{k_2 z}, \quad k_1 \approx 2\pi A/Q_V, \quad k_2 \approx Q_V/\pi b^2.$$

Слагаемое, содержащее  $k_2 \gg 1$ , соответствует быстрому росту температуры вблизи нижнего конца нагревателя. Вдоль большей части охлаждаемого участка температура спадает экспоненциально

$$T \sim e^{-k_1 z} \quad (2)$$

Интенсивность конвективного теплопереноса характеризуется числом Нуссельта [12], которое вводится усреднением тепловых потоков по поперечному сечению трубки. На охлаждаемом участке, с учётом (2)

$$\text{Nu} = 1 + \frac{Q_V T}{-\pi b^2 \frac{dT}{dz}} \approx \frac{2A}{b^2 k_1^2}$$

Поскольку конвективный перенос тепла преобладает над молекулярной теплопроводностью, единицей в сравнении со вторым слагаемым можно пренебречь. Таким образом,  $\text{Nu} \sim k_1^{-2}$  с точностью до постоянного множителя.  $k_1$  легко получить, аппроксимируя профиль температуры вдоль охлаждаемого участка контура. Можно показать, что  $\text{Nu} \sim k_1^{-2}$  не нарушается при учёте радиальной неоднородности температуры и конечной толщины стенок трубки.

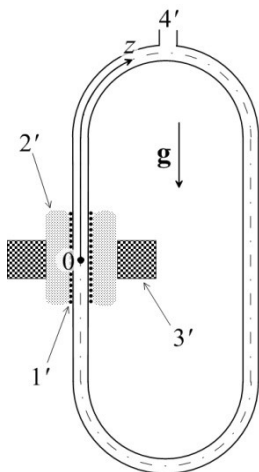


Рис. 1. Тестовая конвективная петля в вертикальном разрезе. 1' - обмотка нагревателя, 2' - теплоизоляция, 3' - намагничивающая катушка, 4' - отвод.

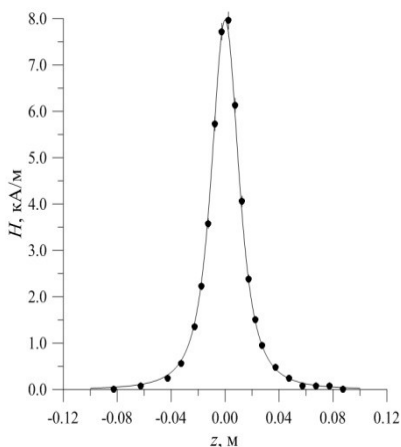


Рис. 2. Напряжённость магнитного поля вдоль оси многослойной катушки при токе 0.6 А. Точки - результаты измерений тесламером, линия - результат вычисления по известной формуле [13]

Для проведения тестовых опытов из стеклянных трубок внутренним диаметром  $R = 2.5$  мм и толщиной стенки 1.0 мм был изготовлен замкнутый контур длиной  $L = 38$  см (рис. 1). Контур в трёх точках, через тепловую изоляцию, крепился к штативу. Нагреватель выполнялся из нихромовой проволоки, которая бифилярно наматывалась на трубку. Длина намотки -  $L_h = 30$  мм. Источником неоднородного магнитного поля служила многослойная катушка, выполненная на цилиндрическом каркасе, через которую пропускался стабилизированный постоянный ток (рис. 2). Катушка устанавливалась соосно с нагревателем. Для заполнения тестового контура использовалась магнитная жидкость на основе керосина и магнетита, стабилизированная олеиновой кислотой. Объёмная доля твёрдой фазы в жидкости составляла 0.05. Температурные измерения проводились при помощи медь-константановых термопар, горячие спаи которых приклеивались на поверхность трубки, а холодные поддерживались при комнатной температуре. В тестовых опытах мощность нагревателя ступенчато изменялась от 0.2 до 0.8 Вт. Стационарное распределение температуры в контуре (рис. 3) достигалось через несколько десятков минут после этого изменения. Профили температуры вдоль охлаждаемого участка аппроксимировались экспоненциальными кривыми (2) методом наименьших квадратов. Получены значения коэффициента «затуха-

ния»  $k_1^{-2}$  в зависимости от перепада температуры на контуре  $\theta$  (рис. 4). При наложении градиентного поля наблюдается рост значений  $k_1^{-2}$  в пределах 30%. Результаты измерений сильно зашумлены из-за нестабильных условий теплообмена между контуром и окружающим воздухом. Впрочем, интерес вызывает заметное увеличение числа Нуссельта уже в магнитном поле, градиент которого не превышает  $4 \cdot 10^5$  А/м.

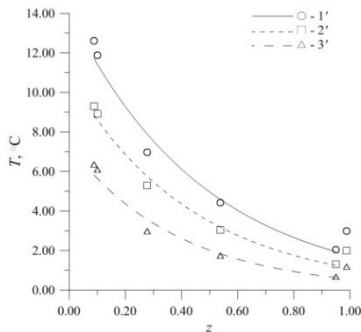


Рис. 3 Примеры профилей температуры вдоль охлаждаемого участка тестового контура при перепадах температуры 1' - 11.3°C, 2' - 8.5°C, 3' - 5.7°C. Точки – показания термопар, линии - аппроксимации экспоненциальными кривыми.

С целью повышения надёжности результатов измерений экспериментальная установка была переработана. Для стабилизации условий теплообмена контур был помещён в воздушный термостат. С целью уменьшения тепловых потерь изменена конструкция нагревателя. Модернизированная установка тестировалась с использованием химически-чистого ундекана (рис. 5). Зашумлённость результатов измерений значительно снижена.

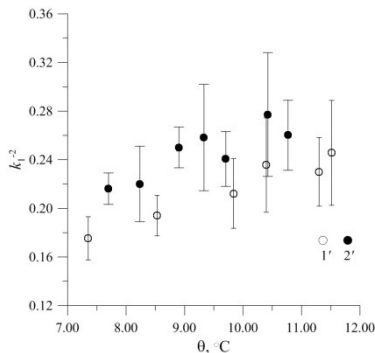


Рис. 4  $k_1^{-2}$  в зависимости от перепада температуры  $\theta$  на контуре с магнитной жидкостью. 1' - в отсутствии магнитного поля, 2' - в градиентном магнитном поле.

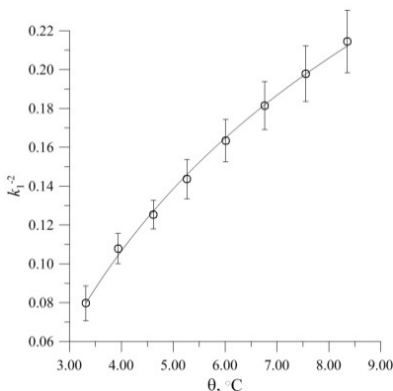


Рис. 5  $k_1^{-2}(\theta)$  на модернизированном контуре с ундеканом. Линия – аппроксимация логарифмической функцией

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Полевиков В.К., Фертман В.Е. Исследование теплообмена через горизонтальный слой магнитной жидкости при охлаждении цилиндрических проводников с током // *Магнитная гидродинамика*. 1977. № 1. С. 15-21.
2. Колчанов Н.В. Гравитационная конвекция в горизонтальном слое магнитной жидкости // Дис. на соиск. учён. степ. к.ф.-м.н. [электронный ресурс] URL: [https://permnc.ru/images/docs/disser/D.004.036.01/Kolchanov/dissertation\\_kv.pdf](https://permnc.ru/images/docs/disser/D.004.036.01/Kolchanov/dissertation_kv.pdf) (14.04.2020)
3. Bozhko A.A., Suslov S.A. *Convection in Ferro-Nanofluids: Experiments and Theory*. Cham, Switzerland: Springer, 2018. 272 p.
4. Божко А.А., Краузина М.Т., Путин Г.Ф. Нерегулярные колебания вблизи порога конвекции в магнитной наножидкости // *Вестник пермского университета*. Серия: Физика. 2013. Т. 25. № 3. С. 43-49.
5. Казанцев М.Ю., Колчанов Н.В. О гравитационной конвекции в коллоидах // *Вестник пермского университета*. Серия: Физика. Т 22. № 12. С. 79-82.
6. Сидоров А.С. Конвективные течения в плоском вертикальном слое магнитного коллоида в однородном внешнем магнитном поле // *Вестник пермского университета*. Серия: Физика. 2012. Т. 20. № 2. С. 24-29.
7. Глухов А.Ф., Путин Г.В. Конвекция магнитных жидкостей в связанных каналах при подогреве снизу // *Известия РАН. Механика жидкости и газа*. 2010. № 5. С. 41-48.
8. Фертман В.Е. *Магнитные жидкости: справ. пособие*. Мн.: Вышэйшая школа, 1988. 184 с.
9. Fujita T., Mamiya M., Jeyadevan B. Basic Study of Heat Pipe Using the Developed Temperature-Sensitive Magnetic Fluid / Fifth International Conference on Magnetic Fluids, Riga, 18-22 September 1989 // Riga: Institute of Physics, Latvian SSR Academy of Sciences, 1989.
10. Lian W., Xuan Y., Li Q. Characterization of miniature automatic heat transport devices based on the thermomagnetic effect // *Energy Conversion and Management*. 2009. Vol. 50. P. 35-42.
11. Дроздов С.М. Ламинарная конвекция вязкой и теплопроводной жидкости в замкнутом канале // *Учёные записки ЦАГИ*. 1992. Т. 23. № 3. С. 40-53.
12. Остроумов Г.А. Свободная конвекция в условиях внутренней задачи. М.-Л.: Гос. издат. тех.-теор. лит.-ры, 1952. 256 с.
13. Чичериков В.И. *Магнитные измерений*. М.: Издат. Мос. универ-а, 1969. 388 с.

## ВЛИЯНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В РАДИАЛЬНОМ ЗАЗОРЕ КОМБИНИРОВАННОГО МАГНИТОЖИДКОСТНОГО ДЕМПФЕРА

Лабкович О.Н.<sup>1</sup>, Погирницкая С.Г., Чернобай В.А.

Белорусский национальный технический университет;

220013, г. Минск, пр-т Независимости, 65

E-mail: olji@tut.by<sup>1</sup>

**Аннотация.** В работе экспериментально и численно исследовалось течение магнитной жидкости в зазоре между концентрическими цилиндрами. Внешний цилиндр был неподвижным, а внутренний, закрепленный на валу, вращался. Экспериментально показано, что с увеличением скорости вращения при экспоненциальной зависимости вязкости магнитной жидкости от температуры диссипативный разогрев приводил к более раннему переходу ламинарного течения в течение с вихрями Тейлора. Введение углеродных нанотрубок в магнитную жидкость, как показал численный анализ, перестраивает структуру течения и повышает его гидродинамическую устойчивость.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, вязкая диссипация, структура течения, течение с вихрями Тейлора, градиент температуры, углеродные нанотрубки.

## INFLUENCE OF CARBON NANOTUBES ON THE STRUCTURE OF MAGNETIC FLUID FLOW IN THE RADIAL GAP OF THE COMBINED MAGNETIC FLUID DAMPER

Labkovich O.N.<sup>1</sup>, Pogirnikskaya S.G., Chernobai V.A.

Belorussian National Technical University,

Minsk, av. Nezavisimosti, 65.

E mail: olji@tut.by<sup>1</sup>

**Summary.** In the work the flow of magnetic fluid in the gap between concentric cylinders was investigated experimentally and numerically. The external cylinder was stationary, and the internal one fixed on the shaft rotated. It is experimentally shown that with increase in rotation speed at exponential dependence of magnetic fluid viscosity on temperature, dissipative warming up has led to earlier transition of laminar flow to the flow with Taylor's vortexes. Introduction of carbon nanotubes into magnetic fluid, as the numerical analysis has shown, reconstructs the structure of the flow and raises its hydrodynamic stability.

**Keywords:** magnetic fluid, viscous dissipation, flow structure, flow with Taylor's vortexes, temperature gradient, carbon nanotubes.

Перспективным является практическое применение магнитных жидкостей в качестве смазки в подшипниках скольжения [1-3] и одно-



временным использованием упругих свойств магнитной жидкости со свободной поверхностью в магнитном поле т.е. в качестве виброзащитной опоры [4, 5].

**Эксперимент.** Схема рабочего узла комбинированного магнито-жидкостного демпфера представлена на рис. 1.

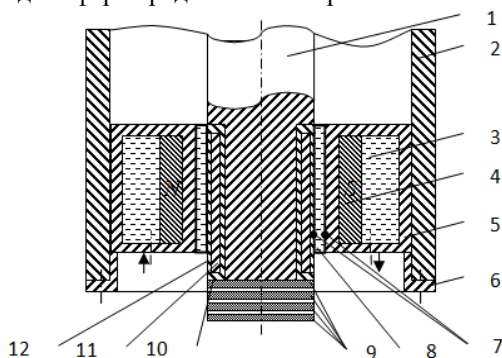


Рис. 1. Схема измерительного узла:

- 1 – вал, 2 – корпус, 3 – термостатирующая жидкость, 4 – постоянный магнит,  
 5 – наружный термостатируемый цилиндр, 6 – втулка, 7 – термопары, 8 – магнитная жидкость, 9 – токосъемники, 10 – теплоизоляционная втулка, 11 – электронагреватель, 12 – внутренний цилиндр

Магнитное поле в рабочем зазоре создавалось постоянными самарий-кобальтовыми магнитами размером 40 x 11 x 6 мм, периодически расположенными по длине окружности, магнитное поле изменялось в тангенциальном направлении от 120 до 90 кА/м. Величина радиального зазора ( $r$ ) изменялась от 0,3 до 1 мм, осевой размер слоя магнитной жидкости ( $l$ ) составлял 40 мм. Внутренний немагнитный цилиндр был теплоизолирован, внешний немагнитный цилиндр термостатировался. Медь-константановыми термопарами измерялись температуры на поверхностях цилиндров, образующих рабочий зазор. С помощью измерительной системы вискозиметра HAAKE Viscotester VT 550 измерялся момент трения на внутреннем цилиндре. В экспериментах использовалась магнитная жидкость на минеральном масле и магнетите с намагниченностью насыщения 70 кА/м (ММг - 70). При температуре  $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$  в отсутствии магнитного поля ( $H = 0$ ) физические свойства ММг - 70 соответствовали: коэффициент динамической вязкости  $\eta = 0,17\text{ Па}\cdot\text{с}$ , плотность  $\rho = 1,7 \cdot 10^3\text{ кг/м}^3$ , коэффициент теплопроводности  $\lambda = 0,22\text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ .

С увеличением скорости вращения внутреннего цилиндра наблюдалось резкое увеличение измеряемого момента трения, что свиде-

тельствоvalo о переходе ламинарного течения в вихревое. Точка перехода оценивалась критическим числом Тейлора:

$$Ta_{кр} = Re \left( \frac{r}{R_1} \right)^{0,5}, \quad (1)$$

где  $Re = \frac{rV}{\nu}$  - число Рейнольдса,  $r$  - радиальный зазор,  $V$  - линейная скорость внутреннего цилиндра,  $\nu$  - кинематическая вязкость магнитной жидкости. Смена режима течения для изотермического слоя магнитной жидкости т.е. температуры внутреннего  $T_1$  и внешнего цилиндра  $T_2$  имели одинаковые значения, происходила при критическом числе Тейлора - 41,2. Равные температуры  $T_1 = T_2$  поддерживались термостатированием наружного цилиндра. При вращающемся теплоизолированном внутреннем цилиндре из-за вязкого трения, без системы охлаждения, на границах слоя магнитной жидкости возникал радиальный градиент температур, который оказывал дестабилизирующее влияние на ламинарный поток и критическое число Тейлора соответствовало 20 (рис. 2).

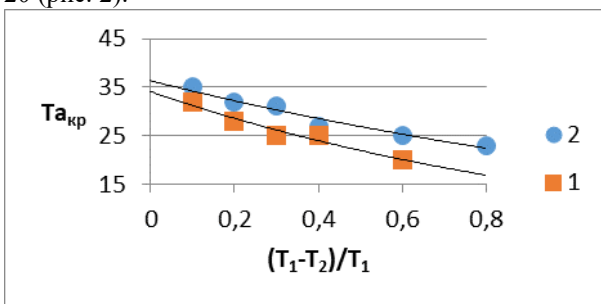


Рис. 2. Влияние радиального градиента температур на число  $Ta_{кр}$   
 1 - ММт - 70; 2 - ММт - 70 + 2 % МУНТ

С возникновением вихрей Тейлора резко возрастали потери на вязкое трение и разогрев магнитной жидкости, что приводило к ее интенсивному испарению и снижению ресурса устройства. Неизотермичность слоя магнитной жидкости приводила к изменению ее вязкости и плотности в радиальном направлении.

Измеренная температурная зависимость вязкости магнитной жидкости на ротационном вискозиметре (цилиндр-цилиндр) НААКЕ Viscotester VT550 носила экспоненциальный характер (рис. 3).

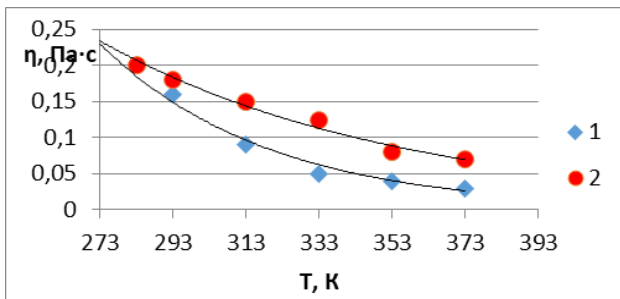


Рис. 3. Температурная зависимость вязкости магнитной жидкости ( $H = 0$ )  
 1 – ММг – 70; 2 – ММг – 70 + 2 % МУНТ

Зависимость для ММг – 70 аппроксимировалась выражением

$$\eta = \eta_1 \cdot \exp[0,024(T - T_1)] \quad (2)$$

Температурная зависимость плотности магнитной жидкости ММг-70 определялась ареометром и взвешиванием единицы объема при термостатировании и имела вид

$$\rho_1 = \rho_2 [1 - 0,6 \cdot 10^{-3} \text{град}^{-1}(T_1 - T_2)], \quad (3)$$

Здесь  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  – плотность жидкости при температурах  $T_1$ ,  $T_2$ .

Для определения влияния температурных зависимостей вязкости и плотности на структуру ламинарного течения магнитной жидкости численно решалась задача о распределении скорости и температуры в рабочем зазоре.

Уравнения движения и энергии в цилиндрических координатах имели вид:

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{1}{r} \frac{d(rv)}{dr} \right) + \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{dr} \left( \frac{dv}{dr} - \frac{v}{r} \right) = 0 \quad (4)$$

$$\lambda \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dT}{dr} \right) + \eta \left( r \frac{d}{dr} \left( \frac{v}{r} \right)^2 \right) = 0 \quad (5)$$

Принимая во внимание, что для данного случая радиальной и осевой составляющими скорости можно пренебречь. Здесь  $V$  – скорость вращения,  $r$  – радиальная координата,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности магнитной жидкости,  $\eta$  – ее вязкость,  $T$  – температура магнитной жидкости. В уравнении (5) первый член представляет собой радиальную теплопроводность, а второй – поток тепла, выделяющийся вследствие вязкой диссипации.

Граничные условия имели вид:

Для скорости, когда вращался внутренний цилиндр, наружный был неподвижен

$$V = R_1 \omega_1 \text{ при } r = R_1$$

$$V = 0 \text{ при } r = R_2$$

для температуры, внутренний цилиндр теплоизолирован

$$T = T_1 \text{ при } r = R_1, \frac{dT}{dr} = 0 \text{ при } r = R_2$$

$$\text{или } T = T_1 \text{ при } r = R_1, T = T_2 \text{ при } r = R_2 \quad (6)$$

Здесь  $R_1, R_2$  – радиусы внутреннего и внешнего цилиндров,  $\omega_1$  – угловая скорость вращения,  $T_1, T_2$  – температуры цилиндров, образующих зазор.

С введением безразмерных величин

$$\bar{V} = \frac{V}{R_1 \omega_1}, \bar{T} = 0,04 K^{-1} (T - T_2), \bar{r} = \frac{r - R_1}{r} \quad (7)$$

И учетом (6) уравнения (4), (5) преобразовались к виду

$$\frac{d^2 \bar{V}}{d\bar{r}^2} - \frac{d\bar{T}}{d\bar{r}} \cdot \frac{d\bar{V}}{d\bar{r}} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{d^2 \bar{T}}{d\bar{r}^2} = \alpha T_2 Br \left( \frac{d\bar{V}}{d\bar{r}} \right)^2 \exp(-\bar{T}), \quad (9)$$

$$\text{где } Br = \frac{\eta(\omega_1 R_1)^2}{\lambda T} \quad (10)$$

число Бринкмана, в котором числитель характеризовал диссипативные тепловыделения в магнитной жидкости, а знаменатель – отвод тепла через слой магнитной жидкости в радиальном направлении теплопроводностью,  $\alpha$  – коэффициент экспоненциальной зависимости вязкости магнитной жидкости от температуры.

Считалось, что выполнено условие малости зазора, т.е.  $\frac{R_2}{R_1} \approx 1$ .

Граничные условия для уравнений (8), (9) имели вид:

$$\bar{V} = 1 \text{ при } \bar{r} = 0, \bar{V} = 0 \text{ при } \bar{r} = 1 \quad (11)$$

$$\bar{T} = \alpha(T_1 - T_2) \text{ при } \bar{r} = 0, \bar{T} = 0 \text{ при } \bar{r} = 1 \quad (12)$$

Система уравнений (8), (9) с граничными условиями (11), (12) решалась численно методом конечных элементов.

Распределения скорости и температуры представлены на рис. 4, 5.

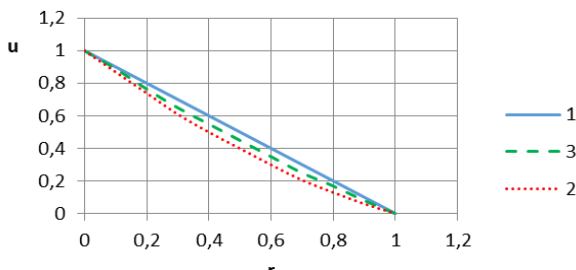


Рис. 4 Распределение приведенной скорости:

1 – ММТ – 70, без учета зависимости вязкости от температуры  $T_1 = T_2$ ;

2 – ММТ – 70,  $Br = 4$ ; 3 – ММТ – 70 + 2% МУНТ,  $Br = 4$

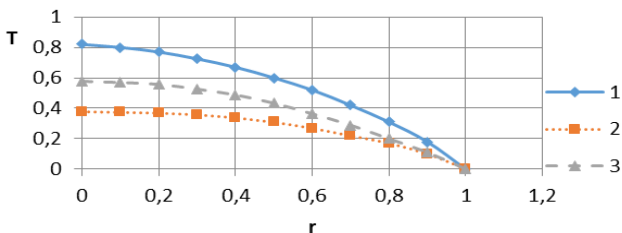


Рис. 5 Распределение приведенной температуры:  
 1 – ММт – 70 без учета температурной зависимости; 2 – ММт – 70, Br = 4;  
 3 – ММт – 70 + 2 % МУНТ, Br = 4

Переменная от температуры вязкость вызывала отклонение от линейной зависимости для скорости рис. 4 (кривая 2) и параболическое распределение температуры с максимальным значением на внутреннем цилиндре рис. 5 (кривая 2), что являлось причиной более раннего перехода ламинарного течения в вихревое.

В работе [6] экспериментально показано, что введение углеродных нанотрубок в магнитную жидкость существенно улучшало теплообмен при ее течении в зазоре между цилиндрами. С целью снижения влияния диссипативного разогрева магнитной жидкости на критическое число Тейлора в нее вводились многостенные углеродные нанотрубки (МУНТ). Средний диаметр МУНТ соответствовал  $0,05 \div 0,3$  мкм, средняя длина – 20 мкм, плотность  $\rho = 1500$  кг/м<sup>3</sup>.

Как видно из рис.3 (кривая 2) введение 2 % МУНТ в магнитную жидкость ММт – 70 снижало влияние температуры на ее вязкость и зависимость описывалась выражением

$$\eta = \eta_1 \cdot 0,2 \exp(-0,012(T - T_1)) \quad (13)$$

т.е. коэффициент экспоненциальной зависимости вязкости от температуры снижался в два раза.

Температурная зависимость плотности для ММт – 70+ 2 % МУНТ также снижалась и имела вид:

$$\rho = \rho_1 [1 - 0,4 \cdot 10^{-3} \text{град}^{-1}(T_1 - T_2)] \quad (14)$$

С учетом зависимостей (13) и (14), как показал численный расчет, профиль скорости в зазоре между цилиндрами приближается к линейному (рис.4, кривая 3), а градиент температуры значительно снижается (рис. 5, кривая 3)

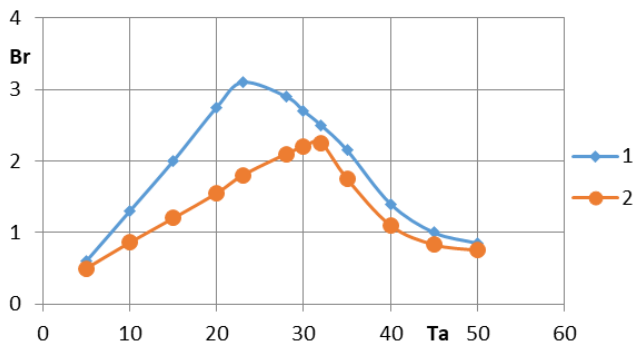


Рис. 6 Зависимость числа Бринкмана от скорости вращения.  $r = 0,3$  мм;  
1 – ММТ – 70; 2 – ММТ – 70 + 2 % МУНТ

Анализ экспериментально полученных зависимостей числа Бринкмана ( $Br$ ) от скорости вращения ( $Ta$ ) позволил сделать выводы, что введение в магнитную жидкость МУНТ снижает тепловую нагрузку в рабочем зазоре за счет увеличения теплопроводности магнитной жидкости и вторичных течений, возникающих при обтекании МУНТ (рис. 6, кривая 2).

Таким образом, добавки МУНТ в магнитную жидкость повышают устойчивость ламинарного течения магнитной жидкости (рис. 2, кривая 2), снижают температуру в рабочем зазоре, что обеспечит увеличение ресурса комбинированного магнитожидкостного демпфера.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Орлов Д.В. Магнитные жидкости в машиностроении/ Д.В. Орлов, Ю.О. Михалев, Н.К. Мышкин: Машиностроение, 1993. - 272 с.
2. Полетаев В.А. Влияние рабочего зазора на момент трения магнитожидкостных устройств. / В.А. Полетаев, С.М. Перминов, Т.А. Пахолкова// Трение и смазка в машинах и механизмах. – Москва. - М: Машиностроение. – 2013. - № 11. – с. 3 – 6.
3. Болотов, А.Н. Магнитожидкостные подшипники скольжения./ А.Н. Болотов, В.В. Новиков, В.Г. Павлов// Трение и износ. 2004. Т. 26. № 3. - с. 286 – 289.
4. Баштовой, В.Г. Экспериментальное исследование некоторых виброзащитных характеристик магнитожидкостной опоры/ В.Г. Баштовой, В.С. Дашкевич, В.А. Радионов, В.А. Чернобай// Магнитная гидродинамика.- 1990. - № 3. – с. 130 -134.
5. Bashtovoi, V. Energy dissipation in a finite volume of magnetic fluid/ V. Bashtovoi, A. Motsar, A. Reks// Journal of magnetism and magnetic materials. 2017, v. 431.p. 245–248.
6. Лабкович О.Н. Теплообмен в куэзтовском течении магнитной жидкости/ О.Н. Лабкович, А.Г. Рекс, Чернобай В.А. // Сборник научных трудов 17-й Международной Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям, ИвГЭУ, 2016, ISBN 978-5-00062-192-9. – с. 342 -347.

## ТОКОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

**СТИШКОВ Ю.К., Коротков А.А.**

Санкт-Петербургский государственный университет,  
г. Санкт-Петербург, Российская Федерация;  
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., д. 7–9  
E-mail: y.stishkov@gmail.ru

**Аннотация.** В настоящей работе приведены результаты исследования электрогидродинамических течений инжекционного типа при воздействии переменного гармонического напряжения. Исследование проведено на основе результатов компьютерного моделирования ЭГД-течений в системе электродов игла-плоскость. Проведен анализ токовой структуры течений и приведены зависимости компонент тока от частоты питающего напряжения. Описано отличие этих характеристик от типовых характеристик конденсатора с утечкой.

**Ключевые слова:** электрогидродинамическое течение, ЭГД- течение, переменное электрическое поле, переменное напряжение, токовые характеристики.

## CURRENT CHARACTERISTICS OF ELECTROHYDRODYNAMIC FLOWS UNDER AN ALTERNATING ELECTRIC FIELD

**Stishkov Yu.K., Korotkov A.A.**

Physics department, Saint Petersburg State University,  
Saint Petersburg, Russia  
E-mail: y.stishkov@gmail.ru

**Annotation.** This paper presents the results of the study of electrohydrodynamic flows of injection type under the influence of alternating harmonic voltage. The study was based on the results of computer simulation of EHD-flows in the needle-plane electrode system. The analysis of the current structure of currents and the dependencies of the current components on the frequency of the supply voltage are given. The difference between these characteristics and the typical characteristics of a leaky capacitor is described.

**Key words:** electrohydrodynamic flow, EHD-flow, alternating electric field, alternating voltage, current characteristics.



СТИШКОВ Юрий Константинович, доктор физ.-мат. наук, профессор кафедры радиофизики Санкт-Петербургского государственного университета, автор двух монографий и шести учебно-методических пособий.



КОРОТКОВ Алексей Андреевич окончил Санкт-Петербургский государственный университет в 2020 году по направлению «Прикладные математика и физика».

**Введение.** Структура и свойства электрогидродинамических течений инжекционного типа при воздействии постоянного напряжения исследованы в многочисленных работах, результаты которых систематизированы в монографии [1]. Основные результаты получены с использованием системы моделирования COMSOL позволяющую решать сложную, нелинейную систему ЭГД-уравнений с помощью численных расчетов с использованием ЭВМ [3,7–8].

Настоящее исследование посвящено изучению влияния ЭГД-течений инжекционного типа на токовые характеристики ячейки с жидким диэлектриком в переменном электрическом поле в характерном диапазоне частот. Исследование проведено методом численного моделирования базовой системы уравнений электрогидродинамики для сильно неоднородного электрического поля в системе электродов игла-плоскость. В этой системе уже имеется обширная информация по исследованию ЭГД-процессов при постоянном напряжении [7], так же данная модель является характерной для лабораторных систем, что позволит сопоставить полученные результаты с экспериментом. Малый радиус закругления игольчатого электрода позволяет создать сильно неоднородное поле с локальной напряженностью много больше среднего значения. Это позволяет осуществить инжекцию с игольчатого электрода при сравнительно малых значениях напряжения между электродами, а также решать задачу в условиях униполярной инжекции. Как показали исследования [1] время установления ЭГД-течения при включении постоянного напряжения величиной 5 кВ в трансформаторном масле составляет  $\tau \approx 0,3$  с [1, 7]. Распределение Кулоновской силы в режиме установившегося ЭГД-течения неизменно и определяет типовую зарядовую и скоростную структуру ЭГД-течения: от электрода-иглы к плоскому электроду распространяется тонкая струйка объемного заряда, испытывающая действия Кулоновских сил. У острия игольчатого электрода находится короткая зона ускорения, далее следует зона квазиоднородного течения и зона торможения у плоского электрода. Ток протекающий через жидкость на высоковольтном участке в режиме развитого ЭГД-течения определяется конвективным механизмом, то есть плотностью объемного заряда и скоростью ЭГД-течений.



**Описание модели.** Система уравнений электрогидродинамики, описывающая ЭГД-процессы в несжимаемых жидких диэлектриках, в двухионной модели, состоит из уравнения Нернста-Планка для положительных и отрицательных ионов (1–2), закона Гаусса в дифференциальной форме (3), уравнения связи напряженности электрического поля с потенциалом (4), уравнения Навье-Стокса (5), уравнения неразрывности среды (6) и уравнения для определения суммарной плотности заряда (7):

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div}(-D\nabla n_+ + Z_+ b n_+ \bar{E} + n_+ \bar{u}) = W_0 - \alpha_r n_+ n_- \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + \operatorname{div}(-D\nabla n_- + Z_- b n_- \bar{E} + n_- \bar{u}) = W_0 - \alpha_r n_+ n_- \quad (2)$$

$$\operatorname{div}(\bar{E}) = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0} \quad (3)$$

$$\bar{E} = -\nabla \varphi \quad (4)$$

$$\gamma \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \gamma (\bar{u}, \nabla) \bar{u} = -\nabla P + \eta \Delta \bar{u} + \rho \bar{E} \quad (5)$$

$$\operatorname{div}(\bar{u}) = 0 \quad (6)$$

$$\rho = Z_+ n_+ e + Z_- n_- e \quad (7)$$

Здесь  $n_+$ ,  $n_-$  – концентрация положительных и отрицательных ионов,  $D$  – коэффициент диффузии,  $Z_+$ ,  $Z_-$  – зарядовое число положительных и отрицательных ионов,  $t$  – время,  $e$  – элементарный заряд,  $b$  – подвижность ионов,  $\bar{u}$  – скорость жидкости,  $W_0$  – интенсивность диссоциации,  $\alpha_r$  – коэффициент рекомбинации,  $\bar{E}$  – напряженность электрического поля,  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon_0$  – диэлектрические проницаемости жидкости и вакуума,  $\rho$  – объемная плотность заряда,  $\varphi$  – потенциал электрического поля,  $\gamma$  – механическая плотность жидкости,  $\eta$  – динамическая вязкость жидкости,  $P$  – давление. В данной работе используются одновалентные отрицательные и положительные ионы:  $Z_+=1$ ,  $Z_-=-1$ , которые обладают одинаковыми подвижностью, интенсивностью диссоциации и коэффициентом рекомбинации.

Исследуемая система представляет собой цилиндрическую кювету, в которую помещена игла – активный электрод, пассивным электродом является дно кюветы. Для расчетов была реализована двумерная осесимметричная конечноэлементная модель. Высота кюветы  $H = 20$  мм, ради-

ус кюветы  $L = 15$  мм, длина межэлектродного промежутка (МЭП)  $h = 7$  мм. Радиус иглы и радиус закругления острия  $a = 0,1$  мм (рис. 1).

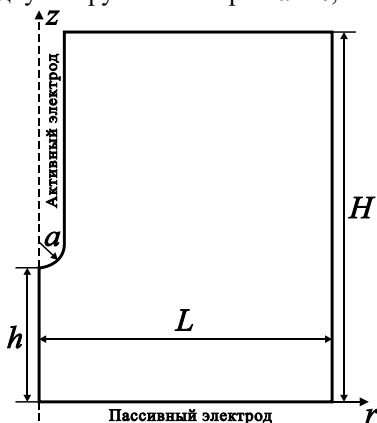


Рис. 1. Геометрия модели

Рассматривается зарядообразование инжекционного и диссоционного типа с учетом рекомбинации. Инжекция происходит с поверхности активного электрода (иглы) и зависит от полярности. Так при положительной полярности с поверхности электрода инжектируются положительные ионы, а при отрицательной – отрицательные. В объеме положительные и отрицательные ионы рекомбинируют с ионами противоположного знака, независимо от способа образования последних.

Коэффициент рекомбинации вычисляется по формуле Ланжевена, которое с учетом  $|Z_-| = |Z_+| = 1$  принимает вид:  $\alpha_r = 2be / \varepsilon \varepsilon_0$ . Коэффициент диффузии определяется соотношением Эйнштейна:  $D = bk_B T / e$ , где  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура.

Низковольтная удельная проводимость вещества  $\sigma$  в отсутствие электрического поля определяется равновесной концентрацией ионов  $n_{eq}$  и связана с ней выражением  $n_{eq} = \sigma / 2be$ . Полученная таким образом равновесная концентрация задавалась в качестве начальных условий для концентраций положительных и отрицательных ионов.

Интенсивность диссоциации определяется из соображения равенства интенсивности диссоциации и рекомбинации в отсутствие электрического поля  $W_0 - \alpha_r n_{eq}^2 = 0$ .

Гибель ионов также происходит на поверхности электродов противоположной полярности. Граничные условия задачи дополняются равенством нулю скорости течения на любых твердых поверхностях. На

боковой и верхней диэлектрических стенках нормальная компонента электрического поля равна нулю, так же на эти поверхности задается непроникновение ионов. Нижний плоский электрод заземлен  $V = 0$ . На верхний активный электрод задается потенциал, изменяющийся по гармоническому закону (8):

$$V = V_0 \cos(2\pi\nu t) \quad (8)$$

Характерный диапазон частот выбирался на основе безразмерного параметра (9):

$$R = T / (2\tau) \quad (9)$$

равного отношению полупериода питающего напряжения  $T$ , к времени  $\tau$  пересечения заряженной струей ЭГД-течения межэлектродного промежутка (МЭП). Последнее выбираюсь по данным, приведенным в монографии [7], и равно  $\tau \approx 0,3$ . Границы характерного диапазона частот соответствуют значениям безразмерного параметра  $R=13,3$  (для  $\nu=0,125$  Гц) и  $R=0,2$  (для  $\nu=8$  Гц) и позволяют предсказать особенности ЭГД-течения при воздействии переменным напряжением: при частотах выше  $\nu = 8$  Гц ЭГД-течение не должно возникать, а при частотах ниже  $\nu=0,125$  Гц структура ЭГД-течения ожидается близкой к структуре при постоянном напряжении.

Как уже отмечалось, инжекция в сильно неоднородном поле происходит только с электрода-иглы. Она задается в виде функциональной зависимости от локальной напряженности электрического поля (10):

$$j(E) = A(E - E_{st})\theta(E - E_{st}) \quad (10)$$

Здесь  $A = 1 \cdot 10^9 (B \cdot m \cdot c)^{-1}$ ,  $E_{st} = 5 \cdot 10^6 B / m$  – константы,  $E$  – модуль напряженности электрического поля,  $\theta(E)$  – функция Хевисайда. Как видим, инжекция ионов имеет пороговый характер, линейно зависит от локальной напряженности вблизи поверхности электрода и является симметричной для двух сортов ионов.

Физические свойства среды соответствуют трансформаторному маслу: механическая плотность  $\gamma = 850 \text{ кг} / \text{м}^3$ , динамическая вязкость  $\eta = 0,02 \text{ Па} \cdot \text{с}$ , относительная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon = 2,2$ , низковольтная удельная проводимость  $\sigma = 1 \cdot 10^{-11} \text{ См} / \text{м}$ , подвижность ионов  $b = 1 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2 / (B \cdot \text{с})$ . Температура жидкости оставалось постоянной  $T = 293,15 \text{ К}$ .

**Анализ результатов моделирования.** В работе [2] приведен анализ мгновенных распределений плотности заряда и скорости ЭГД-течений при воздействии переменного напряжения. Показана зависимость этих

распределений от частоты питающего напряжения, установлен диапазон характерных частот, при которых ЭГД-течения имеют оригинальную структуру. Показано, что структура ЭГД-течений определяется безразмерным параметром  $R$ , равным отношению полупериода питающего напряжения к времени пересечения центральной струей межэлектродного промежутка. При  $R \ll 1$  ЭГД-течения не успевают сформироваться, при  $R \gg 1$  структура течений идентична течениям в постоянном поле. При воздействии гармонического переменного напряжения в течение каждого полупериода происходит процесс развития ЭГД-течения, начинающийся с формирования приэлектродного заряженного слоя, возникновения заряженной струйки, пересечения струйкой МЭП. Эти процессы происходят в течение первой четверти периода нарастания напряжения. Затем напряжение начинает спадать, а вместе с ним спадает ток инжекции и плотность заряда в заряженной струйке, течения затухают. Процесс затухания несколько отстает от процесса спада напряжения ввиду инерционности жидкости. При изменении полярности напряжения на следующем полупериоде в жидкости остается объемный заряд, введенный в нее ранее, на который теперь Кулоновская сила действует во встречном направлении. Основное ЭГД-течение инжектирующегося заряда взаимодействует со встречным течением от остаточного заряда, пока последний не рекомбинируют в объеме. Эти процессы вызывают сложные конвективные токи, зависящие от величины безразмерного параметра  $R$ . В настоящей работе основной упор сделан на анализ токовых характеристик ячейки с жидким диэлектриком и выявления влияния объемного заряда и ЭГД-течений на характер этих характеристик.

Упрощенно систему электродов в диэлектрической жидкости можно представить в виде несовершенного конденсатора. По сложившимся представлениям при воздействии переменного гармонического напряжения на реальном конденсаторе кроме тока смещения имеются токи проводимости через толщу диэлектрика. В электротехнической литературе несовершенный конденсатор принято представлять схемой замещения в виде параллельного соединения активного и реактивного сопротивления (рис. 2) Тогда полный ток равен сумме активной и реактивной компонент:

$$i(t) = i_G + i_C = G V_0 \cos(\omega t) + B_C V_0 \cos(\omega t + \pi/2) \quad (11)$$

Здесь  $G$  и  $B_C$  – активная и реактивная (емкостная) проводимости реального конденсатора, причем реактивная проводимость зависит от частоты изменения напряжения и емкости конденсатора  $B_C = \omega C$ . Считается, что сопротивление и емкость не зависят от напряжения. При этом полагается, что напряжение на обкладках изменяется по за-

кону  $U(t) = V_0 \sin(\omega t)$ . В этих условиях независимо от соотношений составляющих токов, полный ток всегда является гармонической функцией.

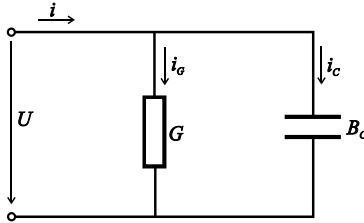


Рис. 2. Схема замещения реального конденсатора

В изучаемой модели описанные процессы усложняются. В межэлектродном промежутке ионная проводимость распределена неоднородно и зависят от напряжения, в жидкости появляется объемный заряд. Возникающие в жидкости ЭГД-течения формируют конвективный механизм проводимости, который увеличивает активную компоненту тока. Все это существенно влияет на характер компонент тока в частности и на полный ток в целом.

В этих условиях активный электрический ток можно получить при помощи теоремы Рамо-Шокли, реактивную составляющую можно вычитать из емкостного тока. Теорема Рамо-Шокли позволяет рассчитать ток, вызванный движением заряда в МЭП, который в свою очередь вызывает перераспределение индуцированных зарядов на электродах:

$$I_{P-Ш} = \int_V (\bar{J}; \bar{f}_E) dV \quad (12)$$

Здесь  $\bar{f}_E = \bar{E}_0 / V_0$  – взвешенное значение невозмущенного электрического поля или так называемый геометрический фактор,  $\bar{J}$  – поток заряда.

К току, определенному по теореме Рамо-Шокли, следует добавить реактивный емкостной ток, вызванный изменением напряжения между электродами со временем. Его можно рассчитать по формуле:

$$I_e = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \int_V (\bar{f}_E; \bar{f}_E) dV = 2\pi \nu V_0 \varepsilon \varepsilon_0 \sin(2\pi \nu t) \int_V (\bar{f}_E; \bar{f}_E) dV \quad (13)$$

Где учтена использованная гармоническая зависимость напряжения  $V(t) = V_0 \cos(2\pi \nu t)$ . Таким образом емкостной ток является гармонической функцией и сдвинут относительно напряжения на  $\pi/2$ , а полный ток равен сумме  $i = I_{P-Ш} + I_e$ .

Анализ токовых характеристик проведем на примере двух случаев: 1) при  $V_0 = 2$  кВ,  $\nu = 2$  Гц, когда ток инжекции мал, а ЭГД-течения практически отсутствуют и 2) при  $V_0 = 10$  кВ,  $\nu = 0,5$  Гц, когда ток инжекции оказывает влияние на полный ток, а ЭГД-течения существенны.

В первой ситуации инжекция заряда с поверхности активного электрода практически отсутствует. При этом активный ток по Рамо-Шокли хоть и присутствует, но крайне слаб, по амплитуде не превосходит 0,3 нА. Поэтому полный ток почти целиком состоит из емкостного тока, является гармонической функцией от времени и сдвинут относительно напряжения по фазе на  $\pi/2$  (рис. 3).

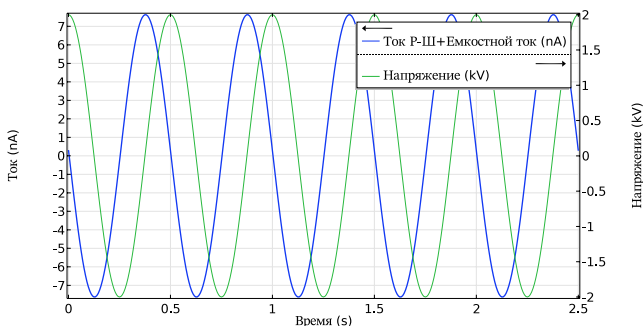


Рис. 3. График полного тока и напряжения.  $V_0 = 2$  кВ,  $\nu = 2$  Гц

Зная амплитуду напряжения, частоты и амплитуду емкостного тока  $I_e = 7,63$  нА можно оценить емкость системы  $C = I_e / \omega V_0 = 0,3$  пФ. Аналогично, используя амплитуды активного тока по Рамо-Шокли и напряжения, находим сопротивление системы  $R = V_0 / I_{P-Ш} = 7,25$  Ом. Используя полученные значения проведем моделирование схемы замещения реального конденсатора, представленного на рис. 10, при помощи MATLAB Simulink.

На рис. 4 представлены результаты моделирования схемы замещения. Видно, что активный ток на порядок меньше реактивной составляющей. Так как в изучаемой системе практически нет объемного заряда и отсутствует ЭГД-течение, то токи схемы замещения совпадают с токами исследуемой модели.

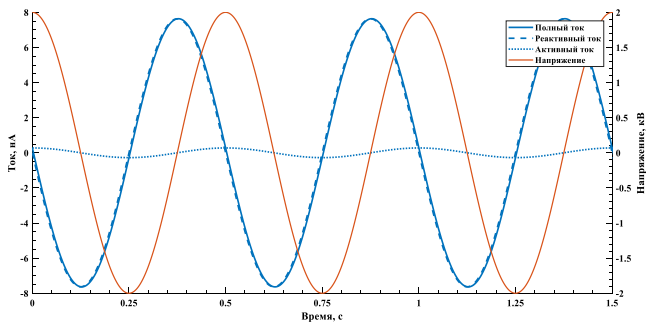


Рис. 4. Результаты моделирования схемы замещения.  $V_0 = 2$  кВ,  $\nu = 2$  Гц

Противоположна рассмотренному случаю система с амплитудой питающего напряжения  $V_0 = 10$  кВ и частотой  $\nu = 0,5$  Гц. В этом случае в систему инжектируется значительный заряд, в жидкости реализуются интенсивные ЭГД-течения, влияния конвективного механизма существенно и активный ток в 1,5 раза превосходит емкостной ток. Наличие объемного заряда искажает электрическое поле, и полный ток перестает быть гармонической функции от времени (рис. 5).

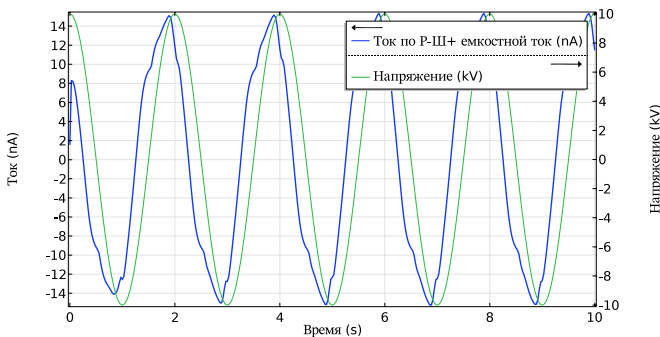


Рис. 5. График полного тока и напряжения.  $V_0 = 10$  кВ,  $\nu = 0,5$  Гц

Емкость в данном случае по прежнему равна  $C = 0,3$  пФ, а сопротивление значительно меньше  $R = 0,8$  Ом. При этом происходит заметное отклонение формы тока по Рамо-Шокли от активного тока схемы замещения (рис. 6). Данные токи имеют одинаковые амплитуды и совпадают по фазе между собой и с напряжением, однако форма тока по Рамо-Шокли отличается от гармонического закона. Как известно, вклад конвективного тока в режим развитого ЭГД-течения значителен,

а ЭГД-течения, определяющие конвективную компоненту активного тока имеют пороговый характер. Поэтому при смене полярности напряжения возникает временная задержка в формировании и развитии очередной струи ЭГД-течения. Это определяет более поздний подъем тока проводимости при переходе через нуль. Второй причиной изменения формы зависимости тока от времени является инерционность ЭГД-течения. Таким образом конвективный ток, обусловленный объемным зарядом жидкости и интенсивностью ЭГД-течения приводит к значительным отклонениям токовых характеристик жидкости от гармонической формы.

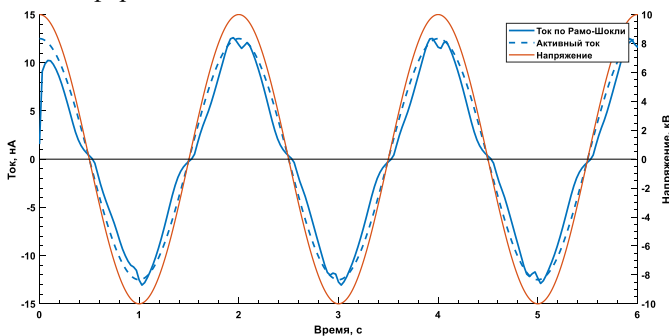


Рис. 6. Сравнение активного тока схемы замещения и тока по Рамо-Шокли.

$$V_0 = 10 \text{ кВ}, \nu = 0,5 \text{ Гц}$$

Дальнейшее исследование касалось влияния величины безразмерного параметра  $R$ , т.е. напряжения и периода питающего напряжения на форму зависимостей тока от времени. Как показано в работе [2], структура возникающих в жидкости ЭГД-течений определяется величиной безразмерного параметра, равного отношению полупериода питающего напряжения к времени пересечения центральной струйкой ЭГД-течения межэлектродного промежутка, которое, в свою очередь, определяется амплитудой питающего напряжения. При  $R \ll 1$  центральная струйка ЭГД-течения не успевает сформироваться, поэтому ЭГД-течение отсутствуют и конвективная составляющая тока не существенна. В этом случае проводимость носит миграционный характер, объемный заряд отсутствует, и форма зависимости тока от времени должна носить гармонический характер. При  $R \gg 1$  ЭГД-течения успевают формироваться и конвективная составляющая тока существенна. Зависимость скорости ЭГД-течений, а, следовательно, и конвективного тока от напряжения существенно нелинейна. Это должно



привести к отклонениям от гармонической формы зависимости тока от времени.

На рис. 7 приведено сравнение полных токов для различных величин  $R$ . Все токи нормированы на свои максимальные значения. Для наглядности графики дополнены графиком функции  $-\sin(2\pi T)$  с которым полный ток совпадает при отсутствии тока проводимости. С увеличением амплитуды и/или периода питающего напряжения инжектируемый заряд и возникающие ЭГД-течения обеспечивают конвективную проводимость, которая увеличивает активный ток. Это стимулирует отклонение формы зависимости от гармонической и уменьшение сдвига фазы полного тока от  $\pi/2$ . Как видно из графика наиболее заметно влияние конвективной проводимости для наиболее высокого напряжения 10 кВ и наиболее длительного периода. Таким образом исследуя зависимости тока от напряжения можно диагностировать наличие ЭГД-течений в диэлектрических жидкостях.

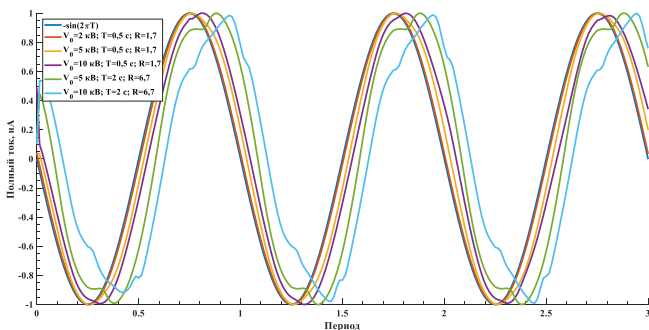


Рис. 7. Полные токи для различных напряжений и частот питающего напряжения

**Заключение.** Показано, что общепринятое представление о делении гармонического электрического тока, протекающего через несовершенный жидкий диэлектрик при воздействии переменного гармонического напряжения на две гармонические компоненты: реактивную и активную не всегда применимо. Возникновение объемного заряда и ЭГД-течений приводит к появлению нового – конвективного механизма, определяющего негармоничность полного тока.

- Выявленный эффект зависит от частоты и амплитуды питающего напряжения, появляется в диапазоне высоких напряжений и определяется величиной безразмерного параметра  $R$ .

- При значениях  $R \ll 1$  заряженная струйка не успевает сформироваться и выраженные ЭГД-течения от инжектирующего электрода практически не возникают, поэтому вклад конвективного тока невелик

и отклонения от гармонического характера временной зависимости полного тока не наблюдаются. При значениях  $R \gg 1$  наблюдается униполярно заряженная струйка, пересекающая весь межэлектродный промежуток. Поэтому вклад конвективной компоненты тока более значителен, и форма временной зависимости полного тока существенно отлична от гармонической функции.

**Благодарность.** *Компьютерное моделирование проведено с использованием вычислительных ресурсов «Вычислительного центра СПбГУ» (<http://cc.spbu.ru>).*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стишков, Ю.К. Электрофизические процессы в жидкостях при воздействии сильных электрических полей / Ю.К. Стишков. – М.: Юстицинформ, 2019. – 262 с.
2. Коротков, А.А., Стишков, Ю.К. Структура электрогидродинамических течений инжекционного типа в переменном поле // Журнал технической физики. – 2020. – Т. 90. – Вып. 8. – С. 1267-1275.
3. Елагин, И.А. Электрофизические процессы в жидкостях и газах. Раздел 3. Компьютерное моделирование ЭГД-течений / И.А. Елагин, Ю.К. Стишков – СПб: Изд-во СПбГУ, 2007. – 111 с.
4. Остапенко А.А. Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках. Л.: Изд-во ЛГУ, 1989. 176 с.
5. Castellanos A., Perez A. Electrohydrodynamic systems. In: Springer Handbook of Experimental Fluid Dynamics/ eds. C. Tropea, A. Yarin, J. Foss – Berlin: Springer-Verlag, 2007. – P. 1317–1333.
6. Жакин А.И. Электрогидродинамика // Успехи физических наук. 2012. Т. 182. № 5. С. 495–520.
7. Stichkov Yu.K., Chirkov V.A. Computer simulation of EHD flows in a needle-plane electrode system // Technical Physics, 2008, V. 53, N. 11, pp. 1407–1413. DOI:10.1134/S1063784208110030
8. Стишков Ю.К., Чирков В.А. Формирование электрогидродинамических течений в сильнонеодородных электрических полях при двух механизмах зарядообразования // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып.1. С. 3–13.

## ВЛИЯНИЕ ТЕЧЕНИЯ НА ДЕФОРМАЦИЮ МАГНИТНЫХ СУПРАМОЛЕКУЛЯРНЫХ КЛАСТЕРОВ В КАНАЛЕ

**Зверев В.С.<sup>1</sup>, Гупало М.А., Новак Н.В.**

ФГАОУ ВО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,  
г. Екатеринбург, Российская Федерация,  
620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19  
E-mail: vladimir.zverev@urfu.ru<sup>1</sup>

**Аннотация.** В данной работе с помощью серии компьютерных экспериментов методом молекулярной динамики была изучена деформация кластера из полимерных магнитных филаментов в микроканале под действием двух типов течения, а также магнитного поля. Определены диапазоны скоростей, при которых, в присутствии сил центрального притяжения, происходит распад кластера. Также исследовано изменение формы и намагниченность кластеров из магнитных полимеров.

**Ключевые слова:** супрамолекулярные магнитные полимеры, межчастичная корреляция, сдвиговое течение, метод решёточных уравнений Больцмана, молекулярная динамика.

## INFLUENCE OF FLOW ON DEFORMATION OF MAGNETIC SUPRAMOLECULAR CLUSTERS IN THE CHANNEL

**Zverev V.S.<sup>1</sup>, Gupalo M.A., Novak N.V.**

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation,  
E-mail: vladimir.zverev@urfu.ru<sup>1</sup>

**Abstract.** A numerical study of the behaviour of a cluster of polymer magnetic filaments subjected to the simultaneous action of a two types fluid flow in slit channel. It is found velocity ranges at which in the presence of forces of central attraction the cluster disintegrates. The shape change and magnetization of clusters made of magnetic polymers were studied.

**Key words:** supramolecular magnetic polymers, interparticle correlation, shear flow, lattice Boltzman, molecular dynamics.



ЗВЕРЕВ Владимир Сергеевич в 2013 году защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук. Область научных интересов: нелинейные уравнения в частных производных, численные и асимптотические методы.



ГУПАЛЮ Марина Александровна в 2020 году окончила магистратуру Института естественных наук и математики Уральского федерального университета по направлению «Математика. Прикладная математика».



НОВАК Екатерина Владимировна, доцент кафедры теоретической и математической физики Уральского федерального университета. В 2010 г. защитила диссертацию по теме «Термодинамические и структурные свойства ферроколлоидов». Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами УрФУ, Президента РФ, ИНТАС, РФФИ, РНФ.

Прогресс в технологии синтеза магнитных филаментов – магнито-реактивных полимерных супраколлоидных структур, полученных полимерным сшиванием магнитных частиц – позволил уменьшить их характерные размеры с нескольких микрометров до нанометрового масштаба. Размер магнитных филаментов определяет их применение в медицине и технике [1]. Магнитные филаменты активно изучались теоретически, внимание было уделено их реологии и магнитному отклику [2]. Поведение в замкнутых геометриях, таких как микроканалы, используемые в микрофлюидных устройствах, исследовалось, например, в [3,4]. Микроканалы – это, как правило, трубки размером, который колеблется от субмикронного масштаба до сотен микрон и обладает рядом преимуществ, таких как, например, высокая скорость тепло- и массообмена. Использование магнитных филаментов в микроканалах открывает возможность контролировать гидродинамические взаимодействия в микрофлюидной системе с помощью внешнего магнитного поля.

Используя компьютерное моделирование методом молекулярной динамики, теоретическое исследование магнитных филаментов было проведено для систем с более сложными топологиями, известными как супраколлоидные магнитные полимеры (СМП). Известно, что в случае дополнительного центрального притяжения между дипольными частицами (как в жидкости Штокмайера) вместо самосборки в линейные или разветвленные кластеры, такие системы претерпевают газожидкостный фазовый переход с частицами, образующими каплевидные компактные агрегаты [1].

Данная работа посвящена исследованию воздействия потока жидкости и внешнего магнитного поля на каплевидный кластер, помещенный в микроканал и состоящий из магнитных филаментов. Схематичное изображение рассматриваемых кластеров показано на рис. 1.

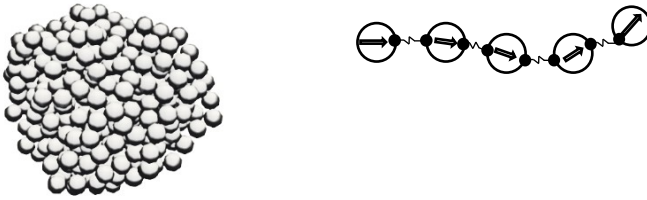


Рис. 1. Кластер из магнитных филаментов (слева), каждый филамент – цепочка магнитных частиц с полимерной связью между ними, стрелки обозначают направление магнитного момента (справа).

Каждый филамент, образующий кластер, представляет собой цепочку из ферромагнитных коллоидных частиц. В данной работе рассматривались цепочки, собранные из 10 магнитных частиц одного размера, диаметром  $\sigma$ . Эффекты «сшивки» или перекрестной связи двух частиц моделировались пружиной с нелинейной эластичностью, концы которой прикреплены к поверхности «сшиваемых» частиц. Точки крепления пружин расположены на поверхности частицы на расстоянии половины диаметра от их центров. В качестве модели упругой связи был выбран FENE-потенциал

$$U_{FENE}(r) = -\frac{K_f}{2} r_m^2 \ln \left( 1 - \left( \frac{r}{r_m} \right)^2 \right)$$

с параметрами  $K_f = 100$  и  $r_m = 1.02$ , что обеспечивало расстояние между магнитными частицами в цепочке порядка одного диаметра. При расчетах учитывалось диполь-дипольное взаимодействие магнитных частиц в СМП, описываемое потенциалом:

$$U_{dip}(i, j) = \frac{(\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j)}{r^3} - 3 \frac{(\vec{m}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{m}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5}, \quad (1)$$

где  $\vec{m}_i$  и  $\vec{m}_j$  – магнитные моменты  $i$  и  $j$  частицы,  $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$  – вектор расстояния между центрами частиц,  $r = |\vec{r}_{ij}|$ .

Как и в [1] при моделировании использовалось дополнительное притяжение между частицами – взаимодействие всех со всеми, моделирующее притяжение Ван-дер-Вальса. Результатом симуляций в [1] стала система кластеров, содержащих несколько СМП. В данном исследовании мы выбрали 10 различных сформированных кластеров, содержащих от 420 до 440 отдельных магнитных частиц, и установили их в качестве отдельных начальных конфигураций, помещенных в трехмерный симуляционный бокс. Размер бокса брался равным 2,5 радиусам гирации исследуемого кластера. Для имитации щелевого канала с плоскими стенками в направлении  $Ox$  и  $Oy$  действовали периодические граничные условия. На уровнях  $z = 0$  и  $z = W$  были сформиро-

ваны параллельные непроницаемые стенки. Отталкивание магнитных частиц от них обеспечивалось с помощью действия потенциала Вика-Чендлера-Андерсена

$$U_{WCA}(r) = \begin{cases} 4\varepsilon \left[ \left(\frac{\sigma}{r}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r}\right)^6 \right], & r < r_{cut}, \\ 0, & \text{иначе,} \end{cases}$$

с  $r_{cut} = 2^{1/6}\sigma$ . Сила Ван-дер-Вальса моделировалась подобным потенциалом Леннард-Джонса, но с значением  $r_{cut} = 2,5\sigma$ . Другие параметры проведения симуляции были выбраны таким образом, чтобы при температуре  $T = 298$  К, диаметре магнитного ядра (с учетом немагнитного поверхностного слоя)  $d = 15$  нм, толщины оболочки, равной 2 нм, безразмерный параметр диполь-дипольного взаимодействия  $\lambda = 2\mu_0 m^2 / (4\pi k_B T d^3) \approx 5,1$  ( $\mu_0$  – магнитная постоянная), а масштабирующий множитель в выражении диполь-дипольного взаимодействия (1) был равен 1. При определении параметров массы  $m$  и инерции магнитных частиц предполагалось, что плотность магнетита  $\rho_m = 5170$  кг/м<sup>3</sup>, плотность стерической оболочки, образованной олеиновой кислотой  $\rho_m = 895$  кг/м<sup>3</sup>, намагниченность насыщения магнетита  $M_s = 480$  кА/м, динамическая вязкость окружающей жидкости  $\eta_w = 8,9 \cdot 10^{-4}$  кг/(м·с) с плотностью  $\rho_w = 997$  кг/м<sup>3</sup>. Все пространственные величины были нормированы на величину диаметра частицы, масштабом по времени служила величина  $\tau_s = \sigma(m/(k_B T))^{1/2}$ . Для выбранных значений параметров  $\tau_s \approx 3 \cdot 10^{-9}$  с. Во время проведения симуляции, после «прогрева» длительностью  $100 \delta t \cdot \tau_s$  (при  $\delta t = 0.01$ ), начиналась запись характеристик системы каждые 100 шагов.

Внутри канала поток несжимаемой жидкости, управляемый давлением, характеризуется параболическим профилем скорости. Течение с подобным профилем известно как поток Пуазейля. При моделировании, помимо течения Пуазейля, было реализовано сдвиговое течение (течение Куэтта), которое возникает при движении параллельных пластин друг относительно друга. В данной работе рассмотрен метод формирования потока, когда нижняя непроницаемая стенка оставалась неподвижной, а вдоль ось  $Ox$  со скоростью  $v$  двигалась верхняя пластина. Скорость менялась в таких пределах, так чтобы числа Рейнольдса  $Re$  принадлежали множеству  $\{0,0; 0,2; 0,4; 0,7; 0,9; 1,1; 2,2; 3,3; 4,4; 5,5\}$ . Компьютерные эксперименты были проведены в программном пакете ESPResSO 4.1.3 [6] с использованием, реализованным в нем методов решетчатых функции Больцмана [7]. При данном подходе для моделирования гидродинамических взаимодействий рассчитываются не уравнения Навье-Стокса, а дискретный аналог кинетического урав-

нения Больцмана, позволяющее находить распределение скоростей исследуемой среды.

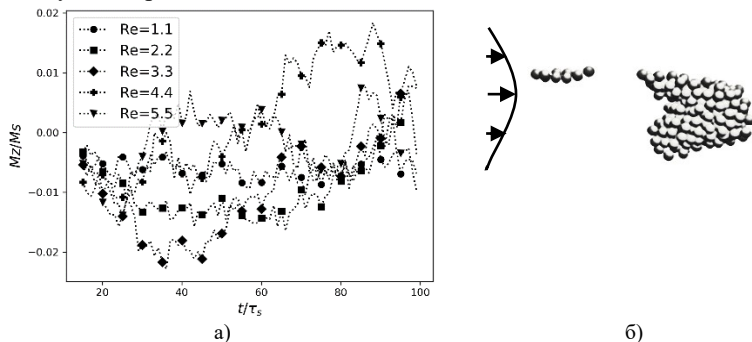


Рис. 2. Изменение намагниченности кластеров с течением времени  $t$  в потоке Пуазейля (слева), схема профиля течения Пуазейля и визуализация одного из кластеров в канале для  $Re = 3.3$  (справа).  $M_s$  – намагниченность насыщения кластера

В [4] было показано: находясь под действием течения, намагниченность одиночного филамента хаотично изменяется между положительными и отрицательными значениями, что соответствует переориентациям цепочки в потоке. Исследуемые кластеры сохраняют свою стабильность вплоть до для чисел Рейнольдса меньше 3 и их намагниченность колеблется около нулевого значения. Вне указанного диапазона изменения становятся более значительными, что показано на рис. 2(a), где построена z-компонента вектора намагниченности кластера нормированная намагниченность насыщения. При  $Re > 3$  появляются кластеры, которые теряют свою изначальную целостность, Рис. 2(б). Можно говорить о начале процесса распада кластера на отдельные филаменты, несмотря на действующее диполь-дипольное взаимодействие и силы Ван-дер-Ваальса.

На рис. 2(б) также хорошо видно, что кластер под действием течения меняет свою форму, которая с течением времени становится подобен профилю скоростей течения Пуазейля, если не происходит разрыв на составляющие полимерные цепочки. Для характеристики изменения формы были посчитаны тензор гирации и коэффициент асферичности. Последний равен нулю, когда распределение частиц сферически симметрично. Было найдено, что для  $Re < 2$  первоначальный размер несколько уменьшается и остается почти неизменным.

Подобные графики асферичности для сдвигового течения, показанные на рис. 3, демонстрируют наличие периодического поведения при числах Рейнольдса больше 1, которое связано с появляющимся вращением кластера. Приложенное магнитное поле усиливает скорость

вращения. Можно предположить, что филаменты испытывают эффективный крутящий момент от сдвигового потока. В случае приложенного внешнего магнитного поля величиной  $0,1 \text{ Тл}$  этот гидродинамический момент дополнительно уравнивается эффективным магнитным моментом, действующим на диполи.

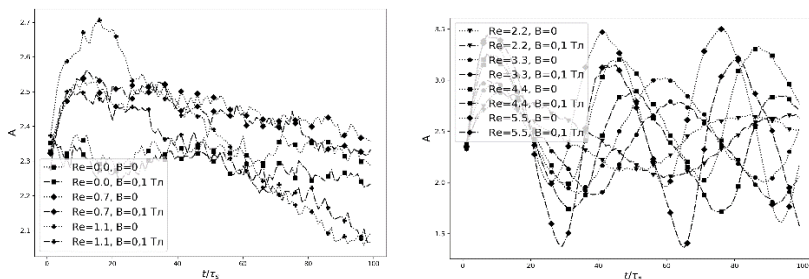


Рис. 3. Поведение коэффициента асферичности с изменением времени  $t$  в сдвиговом течении

Таким образом, кластер в микроканале под действием течения может значительно менять форму, вращаться, а также существует критическое значение числа Рейнольдса, при котором происходит распад кластера на составляющие его филаменты при действии сил центрального притяжения.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 19-72-10033). Авторы признательны Канторович С.С. и Санчесу П. за обсуждение реализации метода молекулярной динамики и связывании с методом решетчатых функции Больцмана. Компьютерные эксперименты были выполнены на вычислительном кластере Уральского федерального университета.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Novak E. V. et al. The structure of clusters formed by Stockmayer supracolloidal magnetic polymers // The European Physical Journal E. – 2019. – Т. 42. – №. 12. – С. 158.
2. Kuznetsov A. A. Equilibrium properties of magnetic filament suspensions // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2019. – Т. 470. – С. 28-32.
3. Bharti B. et al. Nanocapillarity-mediated magnetic assembly of nanoparticles into ultraflexible filaments and reconfigurable networks // Nature materials. – 2015. – Т. 14. – №. 11. – С. 1104-1109.
4. Lüsebrink D. et al. The behavior of a magnetic filament in flow under the influence of an external magnetic field // The Journal of chemical physics. – 2016. – Т. 145. – №. 23. – С. 234902.
5. Cannavaciolo L., Winkler R. G., Gompper G. Mesoscale simulations of polymer dynamics in microchannel flows // EPL (Europhysics Letters). – 2008. – Т. 83. – №. 3. – С. 34007.
6. Weik F. et al. ESPResSo 4.0—an extensible software package for simulating soft matter systems // The European Physical Journal Special Topics. – 2019. – Т. 227. – №. 14. – С. 1789-1816.
7. Röhm D., Arnold A. Lattice boltzmann simulations on GPUs with ESPResSo // The European Physical Journal Special Topics. – 2012. – Т. 210. – №. 1. – С. 89-100.



**ПРИМЕНЕНИЕ НАНОДИСПЕРСНЫХ МАГНИТНЫХ  
ЖИДКОСТЕЙ В ТЕХНИКЕ, МЕДИЦИНЕ, БИОЛОГИИ  
И ЭКОЛОГИИ**

## **ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СТРУКТУРНО ФУНКЦИОНАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ ГОЛОВНОГО МОЗГА В НОРМЕ И ПАТОЛОГИИ С ПРИМЕНЕНИЕМ МАГНИТОВОСПРИИМЧИВЫХ НАНОЧАСТИЦ**

**Брусенцов Н.А.<sup>1</sup>, Полянский В.А.<sup>2</sup>, Голубева И.С.<sup>1</sup>, Пирогов Ю.А.<sup>3</sup>,  
Гуляев М.В.<sup>3</sup>, Анисимов Н.В.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>НИИ Экспериментальной Диагностики и Терапии Опухолей ФГБУ «НМИЦ онкологии имени Н.Н. Блохина» Минздрава России, Российская Федерация; 115478, Москва, Каширское шоссе, 24, стр. 15,

<sup>2</sup>НИИ Мех. МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Российская Федерация; 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1

<sup>3</sup>Факультет Фундаментальной Медицины МГУ им. М.В. Ломоносова, Российская Федерация;

119192, Москва, Ломоносовский проспект, 27, корп. 1  
E-mail: brusentsov2005@yandex.ru

**Аннотация.** В статье рассматриваются следующие вопросы: а) подбор радиологических способов визуализации структурно функционального состояния головного мозга в норме и патологии с применением магнитовосприимчивых наночастиц; б) ранняя контрастная магнито-резонансная томографическая (РКМРТ) визуализация центров пролиферации злокачественных клеток (ЦПЗК) и злокачественных опухолей (ЗО) магнитными наночастицами (МНЧ) и комбинациями МНЧ-Магневист® (МНЧ-МВ). Радиологическими способами, дающими информацию о структурно функциональном состоянии мозга в норме и патологии, являются: компьютерная томография, магнитно-резонансные томография и спектроскопия, позитронная эмиссионная томография, диффузионно-взвешенная и перфузионно-взвешенная магнитно-резонансная томография.

**Ключевые слова.** Ранняя контрастная магнито-резонансная томографическая визуализация центров пролиферации злокачественных клеток и опухолей магнитными наночастицами (МНЧ) и комбинациями МНЧ-Магневист.

## **VISUALIZATION OF STRUCTURAL FUNCTIONAL THE STATES OF THE BRAIN IN NORMAL AND PATHOLOGY WITH THE APPLICATION OF MAGNETIC SENSITIVE NANOPARTICLES**

**Brusentsov N.A.<sup>1</sup>, Polyansky V.A. <sup>2</sup>, Golubeva I.S., Pirogov Yu.A. <sup>3</sup>,  
Gulyaev M.V. <sup>3</sup>, Anisimov N.V. <sup>3</sup>**

<sup>1</sup> Research Institute of Experimental Diagnostics and Therapy of Tumors FSBI National Medical Research Center of Oncology named after N.N. Blokhin "of the Ministry of Health of Russia, Moscow, Russia;

<sup>2</sup> NII Fur. Moscow State University M.V. Lomonosov, Moscow, Russia;

<sup>3</sup> Faculty of Fundamental Medicine, Moscow State University M.V. Lomonosov, Moscow, Russia

E-mail: brusentsov2005@yandex.ru

**Abstract.** The aims of the study were: a) the selection of radiological methods for visualizing the structural and functional state of the brain in health and disease using magnetically sensitive nanoparticles; b) early contrast magnetic resonance imaging (RCMRI) imaging of centers of proliferation of malignant cells (CPPC) and malignant tumors (MR) with magnetic nanoparticles (MNP) and MNC-Magnevist® (MNC-MB) combinations. Radiological methods that provide information about the structural and functional state of the brain in health and disease are: computed tomography, magnetic resonance imaging and spectroscopy, positron emission tomography, diffusion-weighted and perfusion-weighted magnetic resonance imaging.

**Keywords.** Searly contrast magnetic resonance imaging of the centers of proliferation of malignant cells and tumors with magnetic nanoparticles (MNPs) and MNP/Magnevist combinations.

БРУСЕНЦОВ Николай Антонович, доктор фармацевтических наук, ведущий научный сотрудник ФГБУ «НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина».

ПОЛЯНСКИЙ Виталий Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор, заведующий лабораторией физико-химической гидродинамики НИИ Механики МГУ им. М.В. Ломоносова.

ГОЛУБЕВА Ирина Сергеевна, кандидат биологических наук (химиотерапевт), ведущий научный сотрудник, ФГБУ «НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина».

ПИРОГОВ Юрий Андреевич, доктор физ.мат. наук, профессор физического факультета. МГУ им. М.В. Ломоносова.

ГУЛЯЕВ Михаил Владимирович, канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник факультета фундаментальной медицины МГУ им. М.В. Ломоносова.

АНИСИМОВ Николай Викторович, доктор физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, факультета фундаментальной медицины МГУ им. М.В. Ломоносова.

Целью исследования явились: подбор радиологических способов визуализации структурно функционального состояния головного мозга в норме и патологии с применением магнитовосприимчивых наночастиц. Ранняя контрастная магнито-резонансная томографическая (РКМРТ) визуализация центров пролиферации злокачественных клеток (ЦПЗК) и злокачественных опухолей (ЗО) магнитными наночастицами (МНЧ) и комбинациями МНЧ-Мagnevist® (МНЧ-МВ) [1–19].

Рентгенорадиологическими способами, дающими врачу, биологу и фармацевту информацию о структурно функциональном состоянии мозга в норме и патологии, являются: компьютерная томография, магнитно-резонансная томография и спектроскопия, позитронная эмиссионная томография, диффузионно-взвешенная и перфузионно-взвешенная магнитно-резонансная томография [1].

Компьютерная томография (КТ) мозга действует на принципе визуализации изображений органов и тканей с помощью ЭВМ. Способ основан на применении электронных сенсоров, которые преобразуют информацию луча, прошедшего сквозь тело пациента, в электронные

импульсы, которые компьютер превращает в изображения. Изображения органов и тканей при КТ получают на мониторе в виде поперечных электронных срезов толщиной от 0,2 до 0,8 см. КТ имеет преимущества над обычным рентгенологическим исследованием:

- позволяет дифференцировать отдельные органы и ткани, которые отличаются по плотности в пределах 0,5 %–2,0 %, (на обычных рентгенограммах этот показатель составляет 10–20 %);

- дает количественную информацию о размерах и плотности отдельных органов, тканей и патологических образований;

- позволяет оценить не только состояние исследуемого органа, но и воздействие патологического центра на прилегающие органы и ткани. Диагностика с помощью КТ основывается на определении локализации, формы, размеров отдельных органов и патологического образования по показателям плотности или абсорбции (абсорбция - степень поглощения рентгеновского излучения во время прохождения сквозь тело). КТ создаёт условия для выявления патологических центров диаметром 0,5 см. Для повышения диагностических возможностей внутри вводят рентгеноконтрастные вещества. В результате этого усиливается денситометрическое отличие между нормальной и патологически измененной тканью. Контрастирование применяют для дифференциальной диагностики доброкачественных и злокачественных новообразований, для оценки характера и степени нарушения функций отдельных органов и систем. КТ является одним из информативных методов диагностики сосудистых заболеваний мозга. В частности, верифицируются ишемические и геморрагические поражения мозга, достоверность диагностики которых составляет от 70 % до 97 %. КТ позволяет отличать геморрагию (участок повышенной плотности белого цвета) от инфаркта мозга (участки сниженной плотности темного цвета). Центр кровоизлияния обнаруживают через 1–3 ч после его возникновения, инфаркт – через 6–8 ч, чаще - в конце 1-х суток. Инфаркт полушария большого мозга определяется легче, чем стволовой, и дифференцируется в конце 1-х суток. С помощью КТ верифицируется внутримозговая гематома. КТ позволяет диагностировать опухоль головного мозга и представить гистологический диагноз. Неинвазивность способа – его преимущество над инвазивными методами исследования (ангиография, пневмоэнцефалография).

Магнитно-резонансная томография (МРТ) основывается на свойствах ядерно-магнитного резонанса (ЯМР). Известно, что некоторые ядерные частицы, находящиеся в магнитном поле, под действием импульса определенной частоты испускают радиосигналы. Для проведения МРТ млекопитающее помещают в постоянное магнитное поле

(ПМП). Под влиянием ПМП в организме становятся резонансными только зоны, напряжённость магнитного поля которых совпадает с требованиями резонанса. Постепенно продвигая по телу излучение резонансных частот сканируют весь организм млекопитающего. В таких условиях карта распределения вещества, выведенная на дисплей, образует МР томограмму. Другой путь – облучение тела импульсом частот определенного спектра. Если частоты совпадают по резонансной напряженности, получают информацию от большого объема тканей.

Для врача информативна карта распределения протонов гидратной воды в теле больного. С одной стороны, важно знать распределение протонов, поскольку тело млекопитающего (в частности, вещество мозга) состоит на 75–80 % из воды, с другой – большое количество протонов даёт высокий уровень ЯМР сигнала и ускоряет получение томограммы.

У пациентов, которые неоднократно находились под воздействием сильных постоянных магнитных полей и радиочастотных импульсов, не выявлено увеличения частоты заболеваемости. Преимуществами МРТ являются: превосходящие КТ информативность и разрешение. Период, необходимый для визуализации изображения колеблется в пределах 8–10 сек на 16-срезовом томографе и 5 сек на 64 срезовом аппарате. При этом скорость введения контрастного вещества должна быть не менее 2,5 мл/сек, а объём не должен превышать 70–100 мл. В настоящее время лучшим является автоматический инжектор с колбой 100 мл т.к. обеспечивает полюсное поступление контрастного средства в кровь. Пространственная разрешающая способность способа 0,2 см. Для сравнения компьютерный томограф фирмы «Сименс» дает пространственное разрешение 0,1 см.

Способ МРТ широко применяется в неврологии. Это объясняется возможностью получения 3D изображений. При МРТ получают 3D изображения во фронтальной и сагиттальной плоскостях. Это важно для диагностики патологических процессов в головном мозге. С помощью МРТ получают контрастное изображение белого и серого мозгового вещества, а также ликворных пространств мозга в соответствии с градацией оттенков серой шкалы, жировая ткань на МРТ белая, за ней по нарастающей интенсивности цвета следуют: головной мозг, спинной мозг, паренхиматозные органы, сосудистые стенки и мышцы. Воздух, кости, участки обызвествления, не содержат гидратную воду, практически не дают МР сигналы и выглядят черными. На МРТ хорошо проявляются такие патологические процессы, как развитие центров пролиферации ЗК (ЦПЗК), ЗО, кист, абсцессов, ишемические и геморрагические участки [1-10].

При КМРТ исследовании злокачественной опухоли (ЗО) визуализируют:

- чередование зон повышенной и сниженной плотности в центре опухоли;

- зоны некроза, участки сниженной и повышенной плотности неправильной формы, обусловленные кровоизлияниями; - местный и распространенный отек белого вещества.

Предварительно мы определили влияние внутриартериального введения декстранферрита (ДФ) на МРТ изображения мозга здоровых крыс линии Вистар.

**Пример № 1.** Влияние введения ДФ в общую сонную артерию крыс на МРТ визуализацию изображений мозга *in vivo*. До введения препарата была проведена МРТ визуализация сосудов головного мозга. Оклюзий, патологической извитости сосудов и аневризм выявлено не было, рис. 1, 2.



Рис. 1. Ангиография головного мозга крысы №1

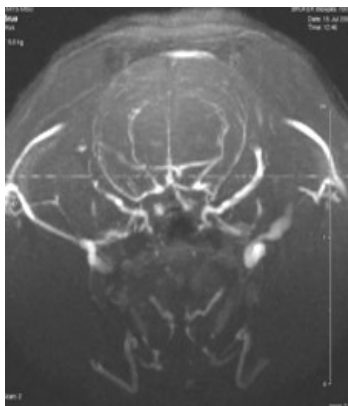


Рис. 2. Ангиография головного мозга крысы №2

Масса тела крыс составляла ~ 300 г. Введение декстранферрита проводили при анестезии после внутрибрюшинного введения хлоралгидрата 300 мг / кг. Крысу фиксировали на спине, производили вертикальный разрез тканей в области шеи, по около грудинной линии. Во время операции биологические ткани шеи раздвигали тупым способом. Выделяли общую сонную артерию (Common carotid artery (CCA)). На CCA накладывали лигатуру.

После наложения лигатуры в CCA вводили 0,2 мл водного золя 3 % декстранферрита (ДФ). Введение ДФ не вызывало у животных нарушения сердечного ритма и дыхания.

На 6-10 минуте после В / А введения ДФ животным проводили ангиографию. На ангиограммах наблюдалось ослабление, вплоть до полного исчезновения, МР сигнала от CCA.

Через 20 мин после введения декстранферрита проводили повторную ангиографию. Общая сонная артерия не визуализировалась. На 50 минуте после введения ДФ проводили следующую ангиографию. Общая сонная артерия по-прежнему не визуализировалась. На 5-ый день после введения декстранферрита проводили МРТ визуализацию головного мозга крысы №1 в режиме RARE.

При анализе полученных результатов исследования головного мозга крыс в режимах RARE T2 и MDEFT T1 патологических изменений в различных отделах головного мозга (ГМ) выявлено не было [2, 5, 8, 16, 18].

Кроме того, проводились исследования по визуализации печени и почек крыс №1 и №2. По полученным МРТ изображениям, определили, что ДФ депонируется в печени и накапливается в почках.

Железо, содержащееся в наночастицах ДФ, постепенно метаболизируется. Через 6 месяцев наблюдалась полная очистка организма крыс от ДФ.

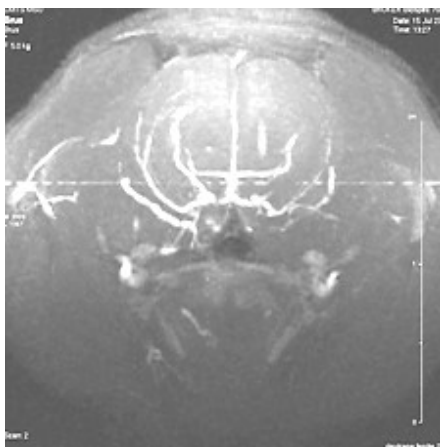


Рис. 3. МРТ изображение головного мозга крысы №1 после введения негативного МР контрастного средства, декстранферрита в общую сонную артерию

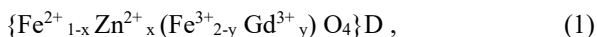




**Пример № 2.** Наблюдали особенности МРТ изображений опухолей головного мозга. Из-за высокого содержания мобильных молекул гидратной воды в опухоли при МРТ сканировании получают интенсивные МРТ изображения глиомы С6, рис. 6 (a, b, c, d).

МРТ позволяет установить инфильтрацию ЗК С6 из опухоли. Способ осуществляют на крысах Вистар с интракраниально, стереотаксически привитыми в ГМ опухолями глиомы С6 или недифференцированной глиобластомы 101/8 следующим образом:

- на 3–6 день после прививки опухолей последовательно вводили в хвостовую вену от 20 до 100 мкл 2% золя негативного контрастного магнитно-резонансного томографического нанопрепарата (DFZG) общей формулы,



где,  $0 < x < 1$ ,  $0 < y < 1$ , D - декстран [2-10], (диаметр частиц от 5,0 до 70 нм, в качестве покрытия использовали декстран); – место введения DFZG промывали тёплой водой и дезинфицировали спиртом, животное содержали при температуре +25 – +28 °С в стандартных условиях до 40 часов.

Через 30 мин – 24 ч проводили КМРТ сканирование (КМРТС) ГМ животного на биоспектротографе BIOSPEC BC 70 / 30 USR (Bruker) в режимах  $T_1$  взвешенные изображения (WI) {450 / 25 [время повторения, мсек / время эхо, мсек]},  $T_2$  WI (1800 / 60) спин-эхо и  $T_2^*$  WI градиент-эхо (450 / 25); 3D последовательностей.

Получали:

- КМРТИ опухоли, по периферии которой видна тёмная полоса, рисунок 6 (b), при дополнительном введении DFZG, получали вторую тёмную полосу, рисунок 6 (c);

- внутривенно вводили от 2 до 20 мкл магневиста, через 6 минут проводили КМРТС животного, получали КМРТИ опухоли, по периферии которой видна тёмная и светлая полосы, рисунок 6 (d);

- с помощью, КМРТС ГМ получали  $T_1$ -,  $T_2$ -,  $T_2^*$  WI - ( $T_1$ -,  $T_2$ -,  $T_2^*$  взвешенные изображения) градиент-эхо 3D последовательностей которых выявляли изображения опухолей ГМ, указывающие на пролиферацию опухолевых клеток в тканях мозга;

- измеряли интенсивность сигнала и проводили визуальный анализ КМРТИ контралатеральных половин ГМ, обращали внимание на чередующиеся по периферии опухоли тёмные и светлые полосы КМРТИ, которые увеличивали контраст между здоровыми и опухолевыми тканями, что способствовало ранней визуализации опухолей ГМ [2, 5, 8, 16, 18].

В процессе пролиферации ЗК Г С6 и ГБ 101/8 (метаболизировали клетки ГМ (КГМ), занимали пространства КГМ, изменяли исходные

КМРТ изображения ГМ, это вызывало асимметрию КМРТ изображений контралатеральных половин ГМ, рис. 6 (b, c, d).

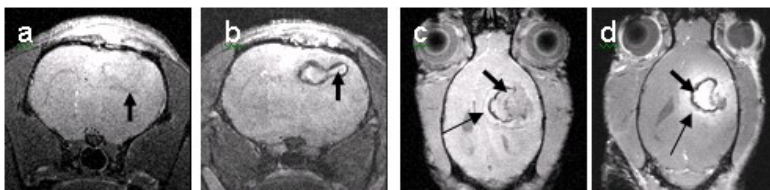


Рис. 6. (a, b, c, d). МРТ изображения головного мозга самки крысы Вистар на 3–14 день после интракраниальной, стереотаксической инокуляции клеток глиомы С6: (a) T1 взвешенное изображение T1 (W1) глиомы С6 до введения контрастных препаратов (стрелка); (b) T1 W1 глиомы С6 через 30 час после введения в хвостовую вену 200 мкл 2% DFZG (стрелка); (c) T2 W1 глиомы С6 после первого введения DFZG (короткая стрелка), после второго введения 100 мкл 2% DFZG (длинная стрелка); (d) T1 W1 глиомы С6 через 24 час после введения в хвостовую вену 500 мкл 2% DFZG визуализируется тёмная полоса (короткая стрелка), после введения 20 мкл магневиста визуализируется светлая полоса с размытой границей инвазии клеток глиомы С6 в здоровую часть мозга (длинная стрелка) [11-19].

Диффузионно-взвешенная (ДВ) МРТ была впервые описана Carg и Purcell в 1954 г. В 1975 г. P. Mansfield развил эхо-планарные изображения, которые стали основанием для внедрения ДВ изображений в клиническую практику. Методика ДВ МРТ основывается на случайном движении гидратных молекул воды, которое обуславливает контрастное изображение. В процессе диффузии молекулы внутриклеточной воды в тканях организма двигаются беспорядочно, и проходят через клеточные мембраны. Диффузия характеризуется коэффициентом диффузии (D) - средним квадратом расстояния, которое проходят молекулы за единицу времени. На практике коэффициент диффузии точнее определяется как измерительный коэффициент диффузии (ИКД) (apparent diffusion coefficient - ADC).

Исследование на животных и клинический опыт показали, что МР томограммы с возможностью получения ДВ-изображения это – современная техника для выявления ишемии головного мозга млекопитающего в течение первых часов после ее возникновения, которая продолжается до патологического изменения мозга с сигналом на T<sub>2</sub>-взвешенных изображениях. Острая ишемия головного мозга обуславливает снижение диффузии жидкости в ишемизированной ткани головного мозга. Ограничение диффузии гидратной воды возникает в результате недостаточности энергии, связанной с потерей тканевой АТФ, снижением активности Na<sup>+</sup>/K<sup>+</sup>-АТФ-азы, ослаблением функции натрий-калиевой помпы и возникновением цитотоксического отека

ишемизированной ткани мозга. В дальнейшем это приводит к аккумуляции внутриклеточной воды и уменьшению ее объема во внеклеточном пространстве. Ткань, в которой диффузия воды снижается, может быть быстро обнаружена (как гиперинтенсивная зона) на диффузионно-взвешенном МРТ изображении. Эти изменения сигнала отображают снижение диффузии молекул воды в ишемизированной ткани головного мозга. Таким образом, визуализация инфарктного центра на эхо-планарном ДВ МР-изображении основывается на избыточном накоплении ишемизированной тканью мозга внутриклеточной воды (из-за ограничения диффузии), которая проявляется гиперинтенсивным МР-сигналом на ДВ-изображении и гипоинтенсивным сигналом ИКД на картах (из-за снижения коэффициента диффузии). ИКД диффузии отображает тонкие структурные и функциональные изменения в головном мозге. Высокий МР-сигнал на ДВ МР-изображении появляется раньше изменений, которые наблюдаются при использовании КТ и МРТ в  $T_2$ -взвешенном изображении. Снижение ИКД позволяет различить множественные инфаркты, определить новые участки прогрессирующего инфаркта мозга.

Второй способ визуализации головного мозга – перфузионно-взвешенная (ПВ) МРТ, которая дает информацию о гемодинамическом состоянии ткани мозга и может обнаружить нарушение перфузии в участке инфарктного центра и в окружающих коллатеральных участках. Поэтому в течение первых 1-6 ч после развития инсульта расстройства перфузии на ПВ-изображении, как правило, шире, чем на ДВ-изображении.

ПВ-изображения (ПВ МРТ или КТ) позволяют обнаруживать гипоперфузионные участки головного мозга при наблюдении транзита быстро введенного контрастного вещества или магнитного маркера водных молекул через артериальную кровь головного мозга. В участках, расположенных дистальнее артериальной окклюзии, поступление контрастного вещества или маркирующих водных молекул может быть замедленным. Результирующая кривая «сигнал-время» может превратиться в кривую «концентрация-время», по которой можно определить функции, которые отображают региональную перфузию. Для получения ПВ МР-изображения используют разные контрастные вещества, которые содержат хелаты гадолиния. Чаще всего применяют гадолиний, учитывая эффект восприимчивости, возникающий в прилегающих тканях и снижающий время  $T_2$ -взвешенного изображения, которое определяется низким сигналом при соответствующих последовательностях. Итоговое изменение сигнала зависит от количества гадолиния в области предполагаемого центра поражения [1-10].

В клинической практике чаще используют только ДВ-изображение, значительно реже – комбинацию ДВ- и ПВ изображения, еще реже – только ПВ изображение. ПВ- и ДВ-изображения отображают ишемические изменения в первые 1–6 ч после развития ишемического инсульта, т.е. до появления структурно-морфологических изменений ткани мозга.

Магнитно-резонансная спектроскопия (МРС) основывается на тех же физических принципах, что и МРТ. Однако, если для получения МР томограммы нужно изменение гомогенности внешнего магнитного поля, то для МРС необходимо именно гомогенное магнитное поле в участке исследования. Радиоволны, которые выделяют ядра разных химических элементов, превращают в спектры, которые отображают концентрацию этих элементов. Метод МРС высокоинформативный, основан на измерении спектров разных химических элементов. С помощью МРС возможно проведение дистантного нейрохимического анализа метаболических изменений денервированной ткани в норме и при различных патологических состояниях на субмолекулярном уровне. Этот метод позволяет определить внутриклеточный рН мозга, концентрацию аминокислот, липидов, гликогена и других метаболитов. Среди всех методов группы Neuroimaging МРС дает возможность в наиболее ранние сроки диагностировать ишемию мозга, признаки которой появляются уже через 30 мин после развития. Информативен этот метод также для ранней диагностики отека головного мозга ишемической природы. Обнаружено, что в зоне ишемии и соответствующем участке противоположного полушария мозга внутриклеточный рН смещается в сторону алкалоза, что расценивают как неблагоприятное условие для восстановления неврологических функций. Существенные изменения метаболизма высокоэнергетических фосфатов обнаружены с помощью МРС и при мультиинфарктной деменции.

Перспективным является применение МРС в нейроонкологии. Во время обследования больных методом  $^{31}\text{P}$ -МРС с ростом степени малигнизации тканей ЗО выявляют смещение рН в щелочную сторону.

Этот метод можно использовать также для оценки эффективности лечения опухолей головного мозга, выбора адекватного терапевтического режима.

Большое значение имеет применение МРС в детской неврологии. Метод дает возможность обнаружить метаболические нарушения, характерные для церебральной гипоксии, и успешно осуществить их коррекцию. С помощью МРС можно получить значимую информацию также при церебральной атрофии и менингите. Эффективным является использование МРС с прогностической целью: во время асфиксии в

родах сначала повышена концентрация неорганического фосфата и снижен уровень фосфорилкреатина. При улучшении клинической картины эти показатели нормализуются. Метод позволяет быстро объективизировать смерть мозга на основании отсутствия в ткани АТФ или фосфорилкреатина.

Перспективным является применение метода МРС в диагностике некоторых нервно-мышечных заболеваний, а также для наблюдения за метаболическими сдвигами в мышцах под воздействием лечения. Считают, что наиболее ранняя диагностика врожденных дефектов метаболизма нервной ткани станет возможной в случае распространения  $^{31}\text{P}$ -МРС.

Широкое использование МРС в нейрофармакологии позволит определять концентрации меченых фармакологических препаратов в сосудистом русле различных органов, в том числе в мозге. С помощью  $^{23}\text{Na}$ - и  $^{39}\text{K}$ -МРС возможны исследования процессов на клеточно-мембранном уровне, в частности изменений калий-натриевых взаимодействий внутри и снаружи клетки.

В связи с отсутствием ионизирующего излучения методика МРС безвредна. Потенциальные диагностические возможности ее в различных отраслях медицины, в том числе и неврологии, очень большие. Последующее усовершенствование техники МРС будет способствовать повышению чувствительности и специфичности метода, позволит изучать церебральный метаболизм, основываясь на спектральном анализе самых разнообразных химических элементов [1–11].

Позитронная эмиссионная томография (ПЭТ) один из методов, которые совмещают возможности КТ и радиоизотопной диагностики для исследования регионарного метаболизма и кровообращения головного мозга. Принцип метода заключается во введении в организм млекопитающего (с едой, воздухом, внутривенно) фармакологических препаратов, содержащих малое количество изотопа, который недолго существует. После распространения соединения внутри организма снимается карта распределения изотопа позитронно-эмиссионная томограмма. Физический метод ПЭТ заключается в следующем: изотоп выпускает позитроны, каждый из которых после пробега нескольких миллиметров взаимодействует с электроном, излучая два гамма-кванта, которые разделяются под углом  $180^\circ$ . Специальные детекторы регистрируют время появления гамма-квантов. С помощью полученных данных рассчитывается местоположение источника излучения, которое выводится на дисплей обычным для КТ способом.

Пространственный спектр ПЭТ меньше, чем рентгеновская или МР-томография (составляет несколько миллиметров), однако способность регистрировать отдельные пары гамма-квантов обеспечивает

очень высокую его чувствительность. Прибор способен регистрировать минимальные изменения концентрации изотопа, а следовательно, и наименьшие изменения связанного с ним фармакологического агента. В этом заключается диагностическая ценность метода. ПЭТ основывается на использовании недолго-существующих изотопов ( $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{18}\text{F}$  и т. п.), которые входят в состав метаболитов мозга (глюкозы, аминокислот, нейротрансмиттеров). Метод неинвазивный, отсутствие остаточного ионизирующего излучения делает его безопасным для больных и поэтому позволяет наблюдать за ними в динамике. Однако ПЭТ нуждается в выполнении определенных технических требований: источник, который генерирует изотопы, должен находиться вблизи томографа. Одним из важных направлений использования ПЭТ является изучение сосудистой патологии головного мозга. Нарушение перфузии мозга с помощью ПЭТ определяется сразу после развития ишемии, которая значительно опережает возможности МРТ и КТ-верификации. Применяя ПЭТ, можно исследовать не только мозговой кровоток, но и церебральный метаболизм, что позволяет своевременно проводить коррекцию этих нарушений. В частности, ПЭТ дает информацию об изменениях регионарного мозгового кровотока, общего объемного кровотока, скорости метаболизма по кислороду и глюкозе. Изучение этих показателей дает возможность обнаружить отличия между зоной инфарктного ядра и ишемической полутенью (где нейроны еще жизнеспособны), а также участками мозга с нормальными показателями метаболизма и кровотока. Благодаря ПЭТ определены параметры мозгового кровотока, в пределах которых сохраняется жизнеспособность нейронов, а также проведена сравнительная характеристика компенсированной (гипоксической) и необратимой (ишемической) гипоперфузии ткани мозга. По данным ПЭТ, ишемический инсульт в 75 % случаев сопровождается появлением зон гипоперфузии, области гиперперфузии ткани мозга выявляются реже. Перфузию ткани можно оценивать, используя и другие радиологические методики: однофотонную эмиссионную компьютерную томографию (ОФЭКТ), ксеноновую КТ, МРТ, транскраниальную перфузионную доплерографию [1-19].

Знание, владение и применение перечисленных способов визуализации в лечебной и экспериментальной практике помогают отличить развитие множества центров пролиферации злокачественных клеток и злокачественных опухолей от других многочисленных доброкачественных патологических процессов, протекающих в мозге больных.

*Различные аспекты этого исследования поддержаны грантами РФФИ: 19-01-00056, 17-01-00037.*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стандарты УЗИ, РКТ, МРТ и ПЭТ/КТ исследований в онкологии (5 издание, дополненное). Москва 2016, ФГБУ Российский онкологический научный центр им. Н.Н. Блохина Минздрава России. Под ред. Б.И. Долгушина и И.Е. Тюрина.
2. РФ Патент на изобретение №2343828, 12.02.(2007). Бюл. Изобр. № 2.
3. V.N. Nikiforov, A.V. Ivanov, N.A. Brusentsov, T.S. Gendler, V.Yu. Irkhin, Magnetically sensitive nanoparticles for magnetically controlled thermo-chemo-therapy. 646 Int. J. Nanotechnol., 2017, V. 14, N. 7/8, 646-653.
4. N.A. Brusentsov, Nanotechnol. in diagnostics and therapy of oncological diseases, Rus. J. of General Chemistry, 2013, V. 83 (12), 2548-2558, DOI 10.1134/S1070403213120530.
5. Патент на изобретение № 2563369. Оpubл. 20 09 (2015). Бюл. Изобр. № 26.
6. N.A. Brusentsov, V.A. Polianskiy, A.V. Zhukov, M.V. Gulyaev и др. Combined photodynamic thermochemotherapy of glial tumors controlled by MRI and electronic sensor. Solid State Phenomena V. 233-234 (2015) pp 757-760 Submitted: 2014-06-21 © (2015) Trans Tech Publications, Switzerland Revised: 2015-01-13. doi:10.4028/www.scientific.net/SSP.233-234.757.
7. Н.А. Брусенцов, В.А. Полянский, И.С. Голубева, А.В. Жуков, и др. Контрастные МРТ препараты для диагностики и терапии злокачественных опухолей, 17-я Международная плесская научная конференция по нанодispersным магнитным жидкостям. Сентябрь 2016 г, с. 354-367. Плес, Россия Иваново 2016.
8. РФ Патент на изобретение № 2427390. От 08 06 2009. Бюлл. Изобр № 24, (2011).
9. Beaudouin E, Kanny G, Blanloeil Y, Guilloux L, Renaudin JM, Moneret-Vautrin DA. Anaphylactic shock induced by gadoterate meglumine (Dotarem), Allerg Immunol (Paris). 2003 Dec; 35(10): 382-385.
10. Л.А. Тютин, А.Ф. Панфиленко, Н.В. Арзуманова, Е.К. Яковлева, в книге: "Опыт использования парамагнитного средства Magnevist", М. Видар, 1996, 97 - 106.
11. А.Н. Коновалов, А.В. Козлов, В.А. Черкаев и др. Опухоли центральной нервной системы. Энциклопедия клинической онкологии. Главный ред. Давыдов М.И. Москва, РЛС-2004, 533-581.
12. T.N. Brusentsova, V.D. Kuznetsov, Synthesis and investigation of magnetic properties of substituted ferrite nanoparticles of spinel system  $Mn_{1-x}Zn_x[Fe_{2-y}Ly]O_4$ . J. Magn. Magn. Mater. 311, 22-25 (2007).
13. Л.Ф. Ларионов. Химиотерапия злокачественных опухолей, Мед. лит. М. 1962.
14. О.Ю. Реброва, Статистический анализ медицинских данных, Медиа Сфера, Москва (2002).
15. Н.А. Брусенцов, В.А. Полянский, И.С. Голубева, М.В. Гуляев, Ю.А. Пирогов, Ферромагнитная контрастная МРТ диагностика. Сборник материалов конференции «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем», Ставрополь 2017, с. 247- 261.
16. РФ Патент на изобретение № 2655303. Приоритет 04 июля 2016 г. Оpubл. 24 05 (2018). Бюл. Изобр. №
17. Н.А. Брусенцов, В.А. Полянский, Ю.А. Пирогов, Н.В. Анисимов и др. «Нанотехнологии экспериментальной диагностики и терапии онкологических заболеваний» «Международная плесская конференция по нанодispersным магнитным жидкостям» 4 - 7 сентября 2018 г., с.382-394, Плес, Россия 2018.
18. РФ Патент на изобретение № 2692579 от 25.06. (2019), Бюл. Изобр. №18.
19. N.A. Brusentsov, V.A. Polianskiy, I.S. Golubeva, O.A. Bocharova, at all. Superparamagnetic nanopreparations in the early diagnostics and treatment of cancer, VII Euro-Asian Symposium "Trends in Magnetism", Journal of Physics: Conference Series 1389 (2019) 012071 IOP Publishing doi:10.1088/17426596/1389/1/012071.

## СИСТЕМА РЕГУЛИРУЕМОЙ МАГНИТОЖИДКОСТНОЙ ГЕРМЕТИЗАЦИИ ВАЛОВ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЕЙ

**Власов А.М., Казаков Ю.Б., Полетаев В.А.**

ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический  
университет имени В.И. Ленина», г. Иваново, Российская Федерация;  
153003 г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34  
E-mail: dr.kazakov@mail.ru

**Аннотация.** Магнитожидкостные герметизаторы (МЖГ) валов начинают применяться в электродвигателях, работающих в установившихся тяжелых условиях, во взрывоопасных зонах. Работа МЖГ в неноминальных и нестационарных режимах (при изменении частоты вращения, останове, с изменяемым перепадом давления, в неноминальных температурных условиях, в повторно-кратковременных режимах) имеет ряд особенностей. Целесообразно иметь МЖГ валов электродвигателей с системой регулирования герметизации при изменении режима работы электродвигателей.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, магнитожидкостный герметизатор, электродвигатель, узел регулирования, магнитный поток.

## ADJUSTABLE MAGNETOFLUIDIC SEALING SYSTEM FOR ELECTRIC MOTOR SHAFTS

**Vlasov A.M., Kazakov Yu.B., Poletaev V.A.**

Ivanovo State Power University named after V.I. Lenin,  
Ivanovo, Russian Federation,  
E-mail: dr.kazakov@mail.ru

**Abstract.** Magneto-liquid sealants (MZHГ) of shafts begin to be used in electric motors operating in steady-state harsh conditions in explosive zones. The operation of MZHГ in non-nominal and non-stationary modes (when changing the speed, shutdown, with a variable pressure drop, in non-nominal temperature conditions, in intermittently short-term modes) has a number of features. It is advisable to have MZHГ shafts of electric motors with a regulation system for sealing when changing the operating mode of electric motors.

**Key word:** magnetic fluid, magnetic fluid sealer, electric motor, control unit, magnetic flow.



ВЛАСОВ Алексей Михайлович окончил Ивановский государственный энергетический университет в 2012 г. Имеет 25 научных публикаций, в том числе 20 статей, 3 патента РФ. Старший преподаватель кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ.





КАЗАКОВ Юрий Борисович окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 2000 г. защитил докторскую диссертацию. Имеет более 450 научных публикаций, в том числе 250 статей, 20 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ, 7 монографий. Научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики. Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой Электромеханики ИГЭУ, действительный член АЭН РФ.



ПОЛЕТАЕВ Владимир Алексеевич окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 1997 г. защитил докторскую диссертацию. Имеет 440 научных публикаций, в том числе 350 статей, 50 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ, 8 монографий. Доктор технических наук, профессор кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ.

При работе электродвигателей с отличающимися давлениями в средах внутри и снаружи двигателя (вплоть до вакуума) для предотвращения сообщения между разделяемыми средами, при повышенной влажности, запыленности, необходимости изолирования химически и биологически активных газов, паров, исключения загрязнения внутренних частей электродвигателя и/или окружающей среды, производственных помещений актуальна надежная герметизация выходного вращающегося вала электродвигателей. В этих условиях эффективны магнитожидкостные герметизаторы (МЖГ) [1], устанавливаемые перед подшипником в подшипниковом щите электродвигателя. МЖГ действуют эффективнее герметизаторов с механическим контактом (манжетными, сальниковыми, лабиринтными и др.) так как имеют практически абсолютную герметичность, отсутствие износа вала, низкие потери на трение, повышенную долговечность. МЖГ могут работать при знакопеременных давлениях и вибрационных воздействиях, способны выталкивать попадающие в МЖ немагнитные частицы пыли и влаги, самовосстанавливаться после пробоя. МЖГ выходных валов начинают применяться в электродвигателях, работающих в ответственных и/или тяжелых условиях, во взрывоопасных зонах, например, во взрывозащищенных электродвигателях, электродвигателях шахтных комбайнов и центробежных насосов [2-4]. Иногда МЖГ удается выполнить в габаритах крышки подшипника электродвигателя.

Применяемые МЖГ разрабатываются на условия работы электродвигателей в установившихся режимах. Работа МЖГ вала электродвигателей в ненормальных и нестационарных режимах (при изменении частоты вращения, останове, с изменяемым перепадом давления, в ненормальных температурных условиях, в повторно-кратковременных режимах) имеет ряд особенностей, ранее не учитываемых. Целесооб-

разно иметь средство управления свойствами МЖГ при изменении режима работы электродвигателей.

Настройка характеристик МЖГ может достигаться изменением магнитного состояния МЖГ - чем больше требуется удерживать перепад давлений, тем больший должен быть магнитный поток в МЖГ. Однако при останове (неподвижном вале электродвигателя) и значительном магнитном потоке в МЖГ в находящейся в покое МЖ начинается процесс фильтрации жидкости-носителя в область минимальной напряженности магнитного поля и концентрации ферромагнитной фазы в области максимальной напряженности. Это приводит к расслоению МЖ [5,6] и потере возможности МЖГ удерживать перепад давления. Перераспределение магнитных частиц в МЖ увеличивается с возрастанием времени покоя и градиента напряженности магнитного поля. Поэтому при отсутствии вращения вала и/или перепада давлений, например, при длительном останове или хранении двигателя на складе, целесообразно снижение магнитного потока в МЖГ до такой степени, чтобы обеспечить только удержание МЖ в зазоре, без вытекания. Это позволит уменьшить расслоение МЖ с течением времени и увеличить ресурс работы МЖГ.

При вращении вала на МЖ действуют центробежные силы, стремящиеся оторвать ее от вала, что способно вызвать нарушение герметизации зазора. Предельная линейная скорость МЖ в МЖГ  $V_{\text{пр}} < 10$  м/с. При увеличении частоты вращения частотно-регулируемого электродвигателя нужно увеличивать магнитный поток МЖГ для возрастания ферромагнитной силы, удерживающей МЖ в зазоре. Однако при чрезмерных магнитных полях и, соответственно ферромагнитных силах, может разрушаться оболочка поверхностно-активного вещества, покрывающего магнетитовые частицы, происходит их агрегатирование и нарушение герметизации МЖГ.

Момент трения  $M_{\text{тр}}$  и нагрев - важнейшие эксплуатационные показатели МЖГ. Возрастание магнитного потока в МЖГ увеличивает вязкость МЖ, возрастание частоты вращения вала увеличивает скорость сдвига слоев МЖ. Оба эти фактора повышают вязкостные потери в МЖ и ее разогрев. Предельная температура работоспособности МЖ  $T_{\text{MaxМЖ}} < (130-150)$  °С. При дальнейшем повышении температуры начинается вскипание МЖ и потеря свойств герметизации. Вследствие невысокой теплопроводности МЖ, которая нелинейно зависит от температуры и анизотропно зависит от напряженности магнитного поля, внутри МЖ могут возникать области, где из-за повышенных температур МЖ происходит потеря герметизирующих свойств [7,8]. С ростом температуры вязкость МЖ нелинейно снижается, что уменьшает вяз-

костные потери и собственный момент трения  $M_{тр}$ , который определяет момент страгивания, потерю мощности. Таким образом, на вязкость МЖ,  $M_{тр}$ , нагрев и ресурс работы МЖГ нелинейно влияют конструктивные и режимные параметры: частота вращения вала; градиент скорости сдвига МЖ в зазоре; время работы; диффузия магнитных частиц; температура окружающей среды; напряженность магнитного поля; величина зазора, учитывающая шероховатости поверхностей, контактирующих с МЖ. Так для одного из МЖГ [9] при увеличении частоты вращения в 5,21 раза (с 556 до 2897 об/мин) температура МЖГ повысилась в 2 раза,  $M_{тр}$  возрос в 2,2 раза. При повышении температуры на 50 °С  $M_{тр}$  может снизиться до 3 раз. При увеличении шероховатости поверхности с 0,357 до 7,21 мкм температура МЖГ повысилась на 20 %, а  $M_{тр}$  - на 55 %. В связи с нелинейными и многообразными зависимостями свойств МЖГ валов электродвигателей от режима работы, частоты вращения и требуемого удерживаемого перепада давления и с целью повышения ресурса работоспособности и надежности герметизации, исключения расслоения, перегрева и разрушения МЖ, целесообразно применение МЖГ с возможностью регулирования магнитного потока в зависимости от условий эксплуатации [10].

МЖГ вала электродвигателя с изменяемым режимом работы и устройство регулирования свойств МЖГ представлены на рис. 1 и 2. МЖГ содержит: корпус 1, обычно выполненный из немагнитного материала; небольшой постоянный магнит 2, создающий магнитный поток  $\Phi_1$  необходимый только для удержания МЖ в условиях покоя; немагнитную втулку 7, два полюсных наконечника 3 и 4 из магнитопроводящего материала, образующие с валом 6 уплотняемые зазоры 5, заполненные МЖ; датчик температуры МЖ 20, расположенный в рабочей камере; две кольцевые обмотки возбуждения (каждая содержащая по две катушки 8,9 и 16,17) в корпусах из магнитопроводящего материала 10 и 11, соединенные одна с датчиком давления 12, другая с датчиком частоты вращения вала 19, с изменяемыми токами возбуждения и создающие магнитные потоки  $\Phi_2$  и  $\Phi_3$  одной и  $\Phi_4$  и  $\Phi_5$  второй обмотки для регулирования результирующего магнитного потока в МЖГ в зависимости от частоты вращения вала и требуемого удерживаемого перепада давления. К катушкам 8 и 9 подключен датчик давления, расположенный в рабочей камере, и соединенный с реле 13 с шунтирующим диодом 14 через контакт 15. Катушки 16 и 17 соединены с транзисторным регулятором тока 18, к которому подключен датчик частоты вращения вала. Датчик температуры магнитной жидкости, соединенный с прерывателем, подключен к устройству управления электродвигателем.

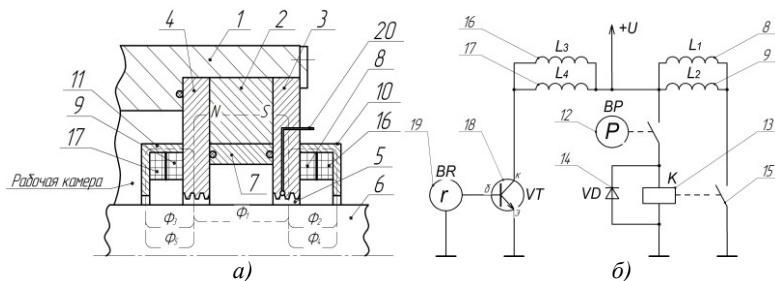


Рис. 1. МЖГ выходного вала электродвигателя  
а) - конструкция МЖГ; б) - схема регулирования магнитного потока

При повышении давления в рабочей камере выше заданного сигнал от датчика давления поступает на реле 13 и через контакт 15 подается напряжение на катушки 8 и 9, возбуждающих дополнительные магнитные потоки  $\Phi_2$  и  $\Phi_3$ . При понижении давления контакты датчика размыкаются, реле и катушки 8 и 9 обесточиваются, возбуждение потоков  $\Phi_2$  и  $\Phi_3$  прекращается. Сигнал датчика частоты вращения управляет транзисторным регулятором тока через катушки 16 и 17 и магнитными потоками  $\Phi_4$  и  $\Phi_5$ . Кроме того, в зазоре между корпусом 10 и валом магнитными потоками  $\Phi_2$ ,  $\Phi_3$ ,  $\Phi_4$ ,  $\Phi_5$  и, частично, магнитным потоком  $\Phi_1$  будет удерживаться дополнительная магнитожидкостная пробка и повышаться герметизирующая способность МЖГ.

При повышении температуры МЖ выше допустимой датчик температуры размыкается, обесточивается вся цепь электродвигателя. Это обеспечивает защиту МЖ от вскипания, расслоения, увеличивая ресурс работы МЖГ, исключаются аварийные ситуации.

Применение такой системы обеспечивает плавное регулирование магнитной индукции в зазоре МЖГ и позволяет производить настройку МЖГ в зависимости от условий эксплуатации: для режимов останова, кратковременного или продолжительного режимов работы, с учетом критического удерживаемого перепада давления, предельной частоты вращения вала электродвигателя и температуры МЖ].

Во взрывозащищенных электродвигателях подшипниковые щиты в целях повышения прочности обычно выполняют стальными, что сопровождается их хорошими магнитопроводящими свойствами. Торцевой магнитный поток рассеяния  $\Phi_6$  от токов в лобовых частях обмоток статора и ротора электродвигателя будет замыкаться по подшипниковому щиту, валу, проникать в МЖГ и накладываться на магнитные потоки МЖГ.  $\Phi_6$  зависит от нагрузки электродвигателя – чем больше нагрузка (ток) электродвигателя, тем больше  $\Phi_6$  и сильнее влияние на

свойства МЖГ. Фб в двигателях переменного тока вращается с синхронной частотой и, воздействует на МЖ, увлекая ее за собой. Это будет снижать действие момента трения МЖГ на вал, снижать момент страгивания, так как энергия на вращение МЖ в зазоре МЖГ будет поступать не только со стороны вращающегося вала (механическая часть энергии), но и со стороны вращающегося электромагнитного поля рассеяния обмоток (электромагнитная часть энергии).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Герметизаторы на основе нанодispersных магнитных жидкостей и их моделирование / Ю.Б. Казаков и др. // Ивановский государственный энергетический университет им. В. И. Ленина – Иваново, 2010. – 184 с.
2. Радионов А.В., Виноградов А.Н. Казакуца А.В. Соловей О.В. Гасюк А.А. Магнито-жидкостные герметизаторы для подшипниковых узлов электродвигателей шахтных комбайнов // Сб. тр.: 14 Междун. Плесская конф. по нанодispersным магнитным жидкостям. - Иваново: ООО «Прес-Сто», 2010. - С. 354-360.
3. Радионов А.В., Виноградов А.Н., Казакуца А.В. Магнито-жидкостные герметизаторы подшипниковых узлов электродвигателей ВАО // Сб. тр.: 16 Междун. Плесская конф. по нанодispersным магнитным жидкостям. - Иваново: ООО «Прес-Сто», 2014. - С. 335-339.
4. Казаков Ю.Б. Электродвигатели с магнито-жидкостной герметизацией выходного вала // Сб. тр.: 18 Междун. Плесская конф. по нанодispersным магнитным жидкостям. – Иваново: ООО «Прес-Сто», 2018. - С. 369-375.
5. Kazakov Yu.B., Saikin M.S., Shchelykalov Yu.Ya. Redistribution of ferromagnetic particles in magnetic fluid within the magnetic field of a sealing unit // Russian Electrical Engineering. – 2003, v. 74, № 12, pp. 27-32.
6. M.S. Krakov, I.V. Nikiforov. Effect of diffusion of magnetic particles on the parameters of the magnetic fluid seal // Magnetohydrodynamics, 2014, v. 50, No 1, pp. 35-44.
7. Kazakov Y.B., Shchelykalov Y.Y. Interacting analyze magnetic and thermal fields in magnetic-liquid sealing unit // Russian Electrical Engineering. – 2002, v. 73, № 6, pp. 67-73.
8. Краков М.С., Никифоров И.В. Влияние неоднородного нагрева на стабильность параметров и ресурс магнито-жидкостных уплотнений: численное моделирование // Сб. тр.: 16 Междун. Плесская конф. по нанодispersным магнитным жидкостям. - Иваново: ООО «Прес-Сто», 2014. - С. 329-334.
9. Власов А.М., Казаков Ю.Б., Полетаев В.А. Влияние конструктивных и режимных параметров на эксплуатационные показатели магнито-жидкостных герметизаторов валов электродвигателей // Вестник ИГЭУ. 2019. №5. - С.40-47.
10. Патент на изобретение RU №2721400 С1. Магнито-жидкостное уплотнение вала электродвигателя / Власов А.А., Казаков Ю.Б., Полетаев В.А. / Заявка №2019133087 от 16.10.2019. Оpubл. в Б.И. №14 от 19.05.2020.

## ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ СИСТЕМЫ МАГНИТОЖИДКОСТНОЙ ГЕРМЕТИЗАЦИИ ВАЛОВ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЯ

**Поletaev В.А., Ведерникова И.И., Казаков Ю.Б., Власов А.М.**  
ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический  
университет имени В.И. Ленина», г. Иваново, Российская Федерация,  
153003 г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34  
E-mail: poletaev@tam.ispu.ru

**Аннотация.** Магнитожидкостные герметизаторы (МЖГ) применяются для уплотнения вращающихся валов в электродвигателях, работающих при повышенной влажности, запыленности и загрязненности. Исследованы зазоры магнитожидкостных герметизаторов, образованных поверхностями с разной величиной шероховатости. Применены сменные втулки и полюса из разных сталей с разными величинами шероховатости.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, магнитожидкостный герметизатор, электродвигатель, шероховатость, момент трения.

## INCREASING EFFICIENCY OF OPERATION OF MAGNETIC- LIQUID SEALING SYSTEM OF ELECTRIC MOTOR SHAFT

**Poletaev V.A., Vedernikova I.I., Kazakov Yu.B., Vlasov A.M.**  
Ivanovo State Power University named after V.I. Lenin,  
Ivanovo, Russian Federation,  
E-mail: poletaev@tam.ispu.ru

**Abstract.** Magneto-liquid sealants (MLS) are used to seal rotating shafts in electric motors operating at high humidity, dust, and contamination. The gaps of magneto-liquid sealants formed by surfaces with different roughness values are studied. Interchangeable bushings and poles from different steels with different roughness values are used.

**Key words:** magnetic fluid, magneto-liquid sealant, electric motor, roughness, friction moment.



ПОЛЕТАЕВ Владимир Алексеевич окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 1997 г. защитил докторскую диссертацию. Имеет 440 научных публикаций, в том числе 350 статей, 50 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ, 8 монографий. Доктор технических наук, профессор кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ.



ВЕДЕРНИКОВА Ирина Игоревна окончила Ивановскую государственную текстильную академию в 1998 г. Имеет 45 научных публикаций, в том числе 40 статей, 3 патента РФ. Кандидат технических наук, доцент, заведующий кафедрой Технологии машиностроения ИГЭУ.



КАЗАКОВ Юрий Борисович окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 2000 г. защитил докторскую диссертацию. Имеет более 350 научных публикаций, в том числе 250 статей, 20 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ, 7 монографий. Научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики (ПНИЛ ПФГД). Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой Электромеханики ИГЭУ, действительный член АЭН РФ.



ВЛАСОВ Алексей Михайлович окончил Ивановский государственный энергетический университет в 2012 г. Имеет 25 научных публикаций, в том числе 20 статей, 3 патента РФ. Старший преподаватель кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ.

Магнитожидкостные герметизаторы (МЖГ) с использованием магнитных жидкостей (МЖ) [1] обеспечивают эффективное уплотнение вращающихся валов и начинают применяться в электродвигателях, работающих в ответственных и/или тяжелых условиях, при повышенной влажности, запыленности и загрязненности твердыми абразивными частицами, например, во взрывозащищенных электродвигателях, электродвигателях шахтных комбайнов, центробежных насосов. В процессе работы может происходить изнашивание поверхностей валов и полюсов инородными частицами, изменение шероховатости, что может влиять на работоспособность и ресурс МЖГ.

Важнейшими характеристиками магнитожидкостных герметизаторов, работающих в условиях внешнего трения, является их нагрузочная способность, потери на трение и износостойкость несущих деталей. Обычно наибольшее внимание обращается на первые два фактора. Однако вследствие изнашивания поверхностей трения изменяются размеры сопряжения, диаметр вала уменьшается, а внутренний диаметр втулки увеличивается, что приводит к возрастанию динамических нагрузок, увеличению потерь на трение и выходу магнитожидкостного герметизатора из строя. Момент трения в этих условиях определяется величинами волн и шероховатости наружной поверхности вала и внутренней поверхностью втулки, температурой в рабочем зазоре [2,3].

На рис.1 приведено магнитожидкостное уплотнение вала с пониженным моментом трения [4].

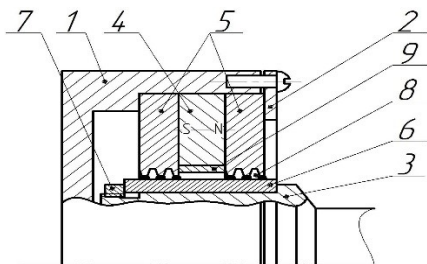


Рис.1 Конструкция магнитожидкостного уплотнения:

- 1 – корпус; 2 – крышка; 3 – вал; 4 – постоянный магнит; 5 – полюсные приставки;  
6 – сменная втулка; 7 – фиксирующая гайка; 8 – магнитная жидкость;  
9 – немагнитная втулка

Магнитожидкостное уплотнение вала с пониженным моментом трения содержит корпус 1 с крышкой 2, в котором установлена магнитная система, состоящая из охватывающих вал 3 постоянного магнита 4 и полюсных приставок 5. Поверхности полюсных приставок 5 обращенные к валу 3 снабжены концентраторами магнитного потока в виде зубцов. Сменная втулка 6 установлена на валу 3. Один торец сменной втулки 6 взаимодействует с внутренним торцом фланца вала 3, а второй с торцом фиксирующей гайки 7. Сменная втулка 6 образует с полюсными приставками зазор, заполненный магнитной жидкостью 8. Между полюсными наконечниками 5 установлена немагнитная втулка 9, охватывающая концентрично с равномерным зазором вал 3 и препятствующая залипанию магнитной жидкости к постоянному магниту 4. Выполнение втулки 6 сменной снижает износ вала устройств, содержащих магнито-жидкостные уплотнения. Кроме того, вал можно будет изготавливать не из дорогостоящей стали 40X13, а, например, из стали 45, что существенно уменьшает себестоимость изготовления электродвигателей и других устройств, содержащих магнитожидкостные уплотнения. Из дорогостоящей стали 40X13 можно будет изготавливать только сменные втулки. Поверхности концентраторов полюсных приставок 5, контактирующие с магнитной жидкостью, подвергнуты термической обработке, затем пластическому поверхностному пластическому деформированию.

Термическая обработка (закалка) включает нагрев до температуры 1050–1180°C для полной растворимости карбидов и отпуск в масле для снятия напряжений. Результатом этого процесса является изменение размеров и формы зерна. Характерной особенностью рассматриваемой стали является крупнозернистость (рис.2.а.).



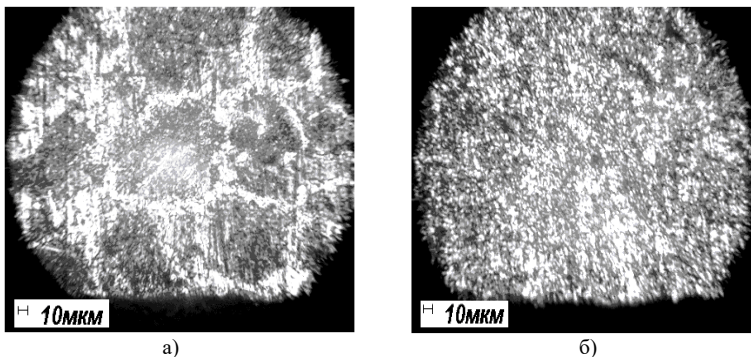


Рис. 2. Фотографии структуры стали 40X13 сменной втулки:  
а) – до термообработки; б) – после термообработки

При увеличении размеров зерна магнитная проницаемость и потери на вихревые токи возрастают, потери на гистерезис и коэрцитивная сила уменьшаются, а величина микротвердости HV и износостойкость уменьшаются. После термообработки происходит уменьшение величины зерна (рис. 2,б.).

После термической обработки поверхности, через которые замыкается магнитное поле и которые контактирует с нанодисперсной магнитной жидкостью, до сборки уплотнения подвергают механической обработке, например точением, и обрабатывают одним из известных способов поверхностного пластического деформирования твердосплавным, керамическим или алмазным выглаживателем. При выглаживании поверхности выступы шероховатости - концентраторы магнитного поля сминаются и заполняют впадины, поверхность приобретает ровный вид с редкими впадинами. Впадины не концентрируют, а частично ослабляют магнитное поле около поверхности. Это снимает разогрев уплотнения при высоких скоростях вращения вала, магнитная жидкость сохраняет свою работоспособность длительное время, что увеличивает срок службы уплотнения [5-7].

Применение термообработки, точения и алмазного выглаживания обеспечивает наименьшую шероховатость [8-10].

Применение сменной втулки и полюсных приставок с концентраторами, поверхности которых контактирующие с магнитной жидкостью с обладают уменьшенной величиной шероховатости Ra обеспечивает уменьшение момента трения в зазоре магнитожидкостного уплотнения (рис. 3) [11].

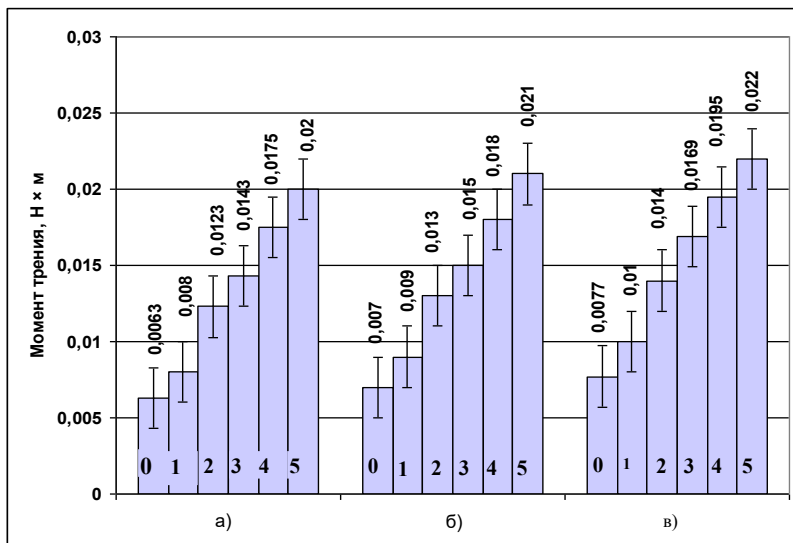


Рис. 3. Изменение моментов трения в зазоре магнитожидкостного уплотнения:  
 0 – частота вращения вала 600 об/мин без магнитной жидкости (МЖ); 1 – частота вращения вала 600 об/мин с МЖ; 2 – частота вращения вала 1200 об/мин с МЖ; 3 – частота вращения вала 1800 об/мин с МЖ; 4 – частота вращения вала 2400 об/мин с МЖ; 5 – частота вращения вала 3000 об/мин с МЖ. Диаметр постоянного магнита D = 15 мм. Величина шероховатости Ra наружной поверхности втулок из стали 40X13:  
 а) – Ra = 0,451 мкм (термообработка + точение + алмазное выглаживание);  
 б) – Ra = 0,540 мкм (точение без термообработки + алмазное выглаживание);  
 в) – Ra = 1,435 мкм (точение после термообработки)

Таким образом, оснащение магнитожидкостного уплотнения сменной втулкой, а также использование сменной втулки и полюсных приставок, поверхности которых контактирующие с магнитной жидкостью подвергнуты термической обработке, а затем механической обработке и поверхностному пластическому деформированию обеспечивает увеличение межремонтного срока службы устройств, содержащих магнитожидкостные уплотнения вала.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Казаков Ю.Б. Герметизаторы на основе нанодисперсных магнитных жидкостей и их моделирование, Иваново: ИГЭУ, 2010, с. 184.
2. Патент на изобретение RU №2536863 С2. Способ повышения ресурса и надежности устройств с нанодисперсной магнитной жидкостью. Полетаев В.А., Перминов С.М., Перминова А.С., Заявка №2013115606/07 от 05.04. 2013. Опубл. в Б.И. №28 от 27.12. 2014.

3. Патент на изобретение RU №2531070 С1. Магнитожидкостное уплотнение вала с пониженным моментом трения. Перминов С.М., Полетаев В.А., Перминова А.С. Заявка № 2013115605/06 от 05.04. 2013. Опубл. в Б.И. №28 от 20.10. 2014

4. Заявка на патент РФ №2019133086 от 16.10.2019. Магнитожидкостное уплотнение вала с пониженным моментом трения / Полетаев В.А., Казаков Ю.Б., Ведерникова И.И., Власов А.А. Положительное решение о выдаче патента РФ от 24.03.2020

5. Перминов С.М., Полетаев В.А., Пахолкова Т.А. Исследование магнитного поля в рабочем зазоре с шероховатой магнитопроводящей поверхностью трения электромеханического устройства. Вестник ИГЭУ. 2012. №2.. С.36– 39.

6. Полетаев В.А., Перминов С.М., Пахолкова Т.А., Перминова А.С. Исследование магнитного поля рабочего зазора магнитожидкостного герметизатора классической конструкции. Вестник ИГЭУ, 2011. №5. С.42-45

7. Полетаев В.А., Власов А.М., Пахолкова Т.А. Исследование магнитного поля в рабочем зазоре магнитожидкостного герметизатора. Международный научно-исследовательский журнал. 2019. №2(80). С. 53 – 58

8. Перминов С.М., Полетаев В.А., Казаков Ю.Б., Перминова А.С. Исследование магнитного поля торцевого магнитожидкостного герметизатора. В сборнике: 15-я Международная Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям: сборник научных трудов. Министерство образования и науки РФ. Под общей редакцией Ю.Б. Казакова. 2012. С. 282-287

9. Власов, А.М., Казаков, Ю.Б., Полетаев, В.А. Влияние конструктивных и режимных параметров на эксплуатационные показатели магнитожидкостных герметизаторов валов электродвигателей. Вестник ИГЭУ. 2019. №5. С.40 – 47

10. Полетаев В.А., Арефьев И.М., Казаков Ю.Б., Пахолкова, Т.А. Исследование зависимости момента трения магнитожидкостного устройства от величины рабочего зазора. Вестник ИГЭУ. 2013. № 4. С.36-41

## ПОВЫШЕНИЕ РЕСУРСА И НАДЕЖНОСТИ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ГЕРМЕТИЗАТОРОВ

**Поletaев В.А., Ведерникова И.И., Казаков Ю.Б., Власов А.М.**

ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», г. Иваново, Российская Федерация;  
153003 г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34  
E-mail: poletaev@tam.ispu.ru

**Аннотация.** Магнитожидкостные герметизаторы (МЖГ) применяются для уплотнения вращающихся валов в электродвигателях, работающих при повышенной влажности, запыленности и загрязненности. Предложен способ повышения качества поверхностного слоя магнитопроводящих деталей, контактирующих с нанодисперсной магнитной жидкостью

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, магнитожидкостный герметизатор, шероховатость, ресурс, надежность.

## INCREASING RESOURCE AND RELIABILITY OF MAGNETIC-LIQUID SEALERS

**Poletaev V.A., Vedernikova I.I., Kazakov Yu.B., Vlasov A.M.**

Ivanovo State Power University named after V.I. Lenin ,  
Ivanovo, Russian Federation,  
E-mail: poletaev@tam.ispu.ru

**Abstract.** Magneto-liquid sealants (MLS) are used to seal rotating shafts in electric motors operating at high humidity, dust, and contamination. A method is proposed for improving the quality of the surface layer of magnetically conductive parts in contact with nanodispersed magnetic fluid

**Key words:** magnetic fluid, magneto-liquid sealant, roughness, resource, reliability.



ПОЛЕТАЕВ Владимир Алексеевич окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 1997 г. защитил докторскую диссертацию. Имеет 440 научных публикаций, в том числе 350 статей, 50 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ, 8 монографий. Доктор технических наук, профессор кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ.



ВЕДЕРНИКОВА Ирина Игоревна окончила Ивановскую государственную текстильную академию в 1998 г. Имеет 45 научных публикаций, в том числе 40 статей, 3 патента РФ. Кандидат технических наук, доцент, заведующий кафедрой Технологии машиностроения ИГЭУ.



КАЗАКОВ Юрий Борисович окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 2000 г. защитил докторскую диссертацию. Имеет более 350 научных публикаций, в том числе 250 статей, 20 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ, 7 монографий. Научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики (ПНИЛ ПФГД). Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой Электромеханики ИГЭУ, действительный член АЭН РФ.



ВЛАСОВ Алексей Михайлович окончил Ивановский государственный энергетический университет в 2012 г. Имеет 25 научных публикаций, в том числе 20 статей, 3 патента РФ. Старший преподаватель кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ.

В большинстве случаев магнитожидкостные герметизаторы электродвигателей и других машин выходят из строя вследствие износа деталей (валов, втулок и т.д.) в результате отрицательного воздействия на поверхностный слой частиц пыли, внешних абразивных и других материалов при попадании их в зазор с магнитной жидкостью магнитожидкостных герметизаторов, работающих в тяжелых и загрязненных условиях [1]. При этом в магнитожидкостных герметизаторах разрушается только рабочая поверхность деталей (втулки, валы), изготавливаемых, например, из стали 40Х13, которая контактирует с магнитной жидкостью [2-3].

Для повышения ресурса и надежности магнитожидкостных герметизаторов, включающем обработку поверхностей магнитопроводящих деталей, контактирующих с нанодисперсной магнитной жидкостью, механическим или гальваническим способом для понижения высоты и шага неровностей шероховатой поверхности, затем обработку пластическим поверхностным деформированием, после чего в устройстве создают магнитное поле и вводят нанодисперсную магнитную жидкость, предварительно поверхности магнитопроводящих деталей, контактирующих с нанодисперсной магнитной жидкостью, подвергают закалке с последующим отпуском, а пластическое поверхностное деформирование осуществляют с применением смазочно-охлаждающего средства в виде пасты, в состав которого входит компонент из ряда высокодисперсных цветных металлов. Закалку производят с нагревом до температуры 1050-1180°C и последующим отпуском в масле. Пластическое поверхностное деформирование осуществляют выглаживанием алмазным кристаллом. Применяют смазочно-охлаждающее технологическое средство содержащее хлорид меди и воду, триэтанолламин, полиэтиленгликоль, уксусную кислоту, высокодисперсную медь [4].

На рис.1 представлена гистограмма изменения микротвердости HV в зависимости от метода обработки деталей из стали 40X13:

1 – при обработке точение без термообработки; 2 – при обработке точением и алмазным выглаживанием без термообработки; 3 – при термообработке; 4 - при термообработке, обработке точением и алмазным выглаживанием с применением СОТС в виде пасты.

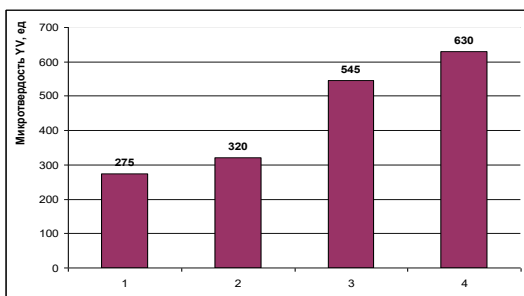


Рис.1 Изменение микротвердости HV в зависимости от метода обработки деталей из стали 40X13: 1 – при обработке точение без термообработки; 2 – при обработке точением и алмазным выглаживанием без термообработки; 3 – при термообработке; 4 – при термообработке, обработке точением и алмазным выглаживанием с применением СОТС в виде пасты

На рис. 2 приведена гистограмма изменения величины шероховатости  $R_a$  в зависимости от метода отделочной обработки для детали из стали 40X13: 1 – при обработке точением без термообработки; 2 – без термообработки при обработке точением и алмазным выглаживанием; 3 – при термообработке, обработке точением и алмазным выглаживанием с применением СОТС в виде пасты [5-6].

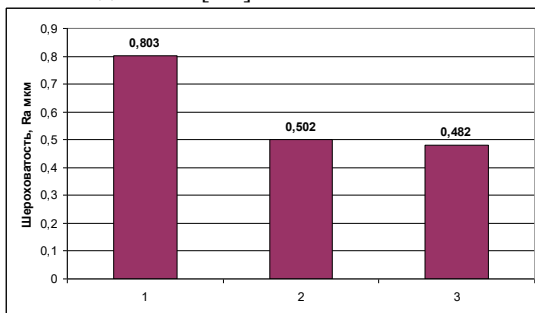


Рис.2 Изменение величины шероховатости  $R_a$  в зависимости от метода отделочной обработки для детали из стали 40X13: 1 – при обработке точением без термообработки; 2 – без термообработки при обработке точением и алмазным выглаживанием; 3 – при термообработке, обработке точением и алмазным выглаживанием с применением СОТС в виде пасты

Равномерное магнитное поле рабочего зазора устройства вблизи магнитопроводящей поверхности перераспределяется, что обусловлено наличием выступов и впадин на шероховатой магнитопроводящей поверхности. Около вершин выступов напряженность магнитного поля повышенная, в районах впадин - пониженная. Чем выше шероховатость, тем значительнее высота и площадь основания каждого выступа, тем с большей площади собирается магнитный поток и концентрируется на вершину одного выступа, соответственно, тем выше степень перераспределения напряженности магнитного поля около поверхности. Чем меньше по размеру выступы, тем ниже степень перераспределения напряженности магнитного поля, тем ниже отклонение экстремальных значений напряженности около магнитопроводящей поверхности от средней напряженности поля в зазоре, и на меньшем расстоянии от поверхности наблюдаются следы перераспределения поля [7- 8]. После механической или гальваническим обработки поверхность подвергают пластическому поверхностному деформированию. Это делается выглаживанием алмазным кристаллом, зажатым в оправке. При алмазном выглаживании сминаются все выступы шероховатой поверхности, которые в магнитном поле являются концентраторами напряженности магнитного поля. Магнитное поле около магнитопроводящей поверхности становится однородным, исчезают зоны повышенной напряженности магнитного поля, являющиеся очагами разрушения и расслоения магнитной жидкости. Пластическое поверхностное деформирование осуществляют с применением смазочно-охлаждающего средства (СОТС) в виде пасты. СОТС, содержащую хлорид меди, воду, триэтаноламин, полиэтиленгликоль, уксусную кислоту, высокодисперсную медь, в виде пасты наносят на поверхность обрабатываемой детали перед обработкой алмазным выглаживателем. Использование СОТС позволяет осаждать медьсодержащее покрытие в месте контакта алмазного выглаживателя с поверхностью обрабатываемой детали (вытеснение ионов меди из раствора). Таким образом, медь, осажденная на поверхности стального изделия, представляет собой связующее, удерживающее остальные компоненты СОТС на поверхности изделия при трении. Входящие в состав СОТС триэтаноламин, полиэтиленгликоль, уксусная кислота сами по себе являются эффективными смазочно-диспергирующими веществами для пары трения алмаз – сталь, а применяемый в качестве СОТС раствор этих веществ, уменьшает поверхностную энергию и облегчает пластическое деформирование обрабатываемого металла, способствует удалению окисной пленки и осаждению плотного медного покрытия. В результате взаимодей-

ствия полиэтиленгликоля и триэтанолamina с уксусной кислотой выделяется вода, обладающая свойством электролита контактного меднения. Вода способствует осаждению медьсодержащего покрытия на обрабатываемую поверхность детали после нанесения СОТС. Высокодисперсная медь представляет собой порошок с дисперсностью 0,5 - 4,0 мкм. Частицы высокодисперсной меди, попадая на поверхность обрабатываемого металла и задерживаясь в порах осаждающегося из раствора СОТС медного покрытия, создают более развитую пористую поверхность, на которой остальные компоненты СОТС надежно удерживаются. Кроме того, взвешенные в растворе частицы высокодисперсной меди благодаря их высокой физико-химической активности являются центрами кристаллизации и способствуют формированию композиционного покрытия. Вследствие большого количества частиц, участвующих в процессе, кристаллизация носит массовый характер [9-10].

Таким образом, предлагаемый способ позволяет повысить качество поверхностного слоя магнитопроводящих деталей, контактирующих с нанодисперсной магнитной жидкостью магнитожидкостных герметизаторов, уменьшить отрицательное воздействие на поверхностный слой частиц пыли, внешних абразивных и других материалов при попадании их в зазор с нанодисперсной магнитной жидкостью магнитожидкостных герметизаторов, работающих в тяжелых и загрязненных условиях, и повысить надежность и ресурс электродвигателей и других машин, содержащих магнитожидкостные герметизаторы [11].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Казаков Ю.Б. Герметизаторы на основе нанодисперсных магнитных жидкостей и их моделирование, Иваново: ИГЭУ, 2010, с. 184 .
2. Патент на изобретение RU №2536863 С2. Способ повышения ресурса и надежности устройств с нанодисперсной магнитной жидкостью. Полетаев В.А., Перминов С.М., Перминова А.С., Заявка №2013115606/07 от 05.04. 2013. Оpubл. в Б.И. №28 от 27.12. 2014
3. Патент на изобретение RU №2531070 С1. Магнитожидкостное уплотнение вала с пониженным моментом трения. Перминов С.М., Полетаев В.А., Перминова А.С., Заявка №2013115605/06 от 05.04. 2013. Оpubл. в Б.И. №28 от 20.10. 2014
4. Патент на изобретение RU №2721967 С1. Способ повышения ресурса и надежности магнитожидкостных герметизаторов / Полетаев В.А., Казаков Ю.Б., Ведерникова И.И., Власов А.А. Заявка №2019114386 от 07.05. 2019. Оpubл. в Б.И. №15 от 25.05. 2020
5. Полетаев В.А., Пахолкова Т.А. Исследование моментов трения в рабочем зазоре герметизаторов при использовании разных типов магнитных жидкостей. Вестник ИГЭУ, 2012. №4. С.35-38
6. Полетаев В.А., Перминов С.М., Пахолкова Т.А., Власов А.М. Исследование влияния качества поверхности магнитных полосов на момент трения магнитожидкостных герметизаторов. Трение и смазка в машинах и механизмах. 2014. №9. С.38-43



7. Poletaev V., Paholkova T. Vlasov A. Installazione di ricerca coppia di attrito dei dispositivi fluido magnetico. // Italian Science Review. 2014. № 4 (13). PP. 456-460

8. Перминов С.М., Полетаев В.А., Пахолкова Т.А. Исследование магнитного поля в рабочем зазоре с шероховатой магнитопроводящей поверхностью трения электромеханического устройства. Вестник ИГЭУ. 2012. №2.. С.36– 39.

9. Полетаев В.А., Перминов С.М., Пахолкова Т.А., Перминова А.С. Исследование магнитного поля рабочего зазора магнитоидкостного герметизатора классической конструкции. Вестник ИГЭУ, 2011. №5. С.42-45

10. Полетаев В.А., Власов А.М., Пахолкова Т.А. Исследование магнитного поля в рабочем зазоре магнитоидкостного герметизатора. Международный научно-исследовательский журнал. 2019. №2(80). С. 53 – 58

11. Власов, А.М., Казаков, Ю.Б., Полетаев, В.А. Влияние конструктивных и режимных параметров на эксплуатационные показатели магнитоидкостных герметизаторов валов электродвигателей. Вестник ИГЭУ. 2019. №5. С.40 – 47

## РАЗРАБОТКА МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ВИБРОМЕТРИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ

**Федосеева В.П.<sup>1</sup>, Сайкин М.С.**

ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», г. Иваново, Российская Федерация,  
153003 г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34  
E-mail: Wikelodium@yandex.ru<sup>1</sup>

**Аннотация.** Разработаны конструкции магнитоожидкостных виброметрических датчиков контроля технического оборудования различного назначения. Проведен ряд численных и экспериментальных исследований разработанных конструкций. Даны рекомендации по их применению.

**Ключевые слова:** виброметрический датчик, магнитная жидкость, чувствительный элемент, постоянный магнит.

## DEVELOPMENT OF MAGNETIC FLUIDS VIBROMETRIC SENSORS

**Fedoseeva V.P.<sup>1</sup>, Saykin M.S.**

Ivanovo, State Power Engineering University, Russia  
E-mail: Wikelodium@yandex.ru

**Abstract.** The designs of magnetic fluid vibrometric sensors for monitoring technical equipment for various purposes are developed. A number of numerical and experimental studies of the developed designs were carried out. Recommendations on their use are given.

**Key words:** vibrometric sensor, magnetic fluid, sensitive element, permanent magnet.



ФЕДОСЕЕВА Виктория Павловна магистрантка 1 курса электро-энергетического факультета Ивановского государственного энергетического университета им. В.И.Ленина. Направление обучения «Электротехника и электроэнергетика». Имеет 16 публикаций, в том числе 4 патента на полезные модели.



САЙКИН Михаил Сергеевич выпускник электромеханического факультета Ивановского энергетического института им. В.И. Ленина. Специальность «Электрические машины». С 1980 по 2000 год работал в Специальном конструкторско-технологическом бюро «Полюс». В 1998 году в МЭИ (ТУ) защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Разработка и исследование электромеханических магнитоожидкостных герметизаторов специального технологического оборудования». Имеет более 200 публикаций, в том числе 55 статей, 50 разработок, защищённых охранными документами, 2 монографии. С 2000 года доцент кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий ИГЭУ, «Заслуженный изобретатель России».

**Введение.** Энергетическое, авиационное и судовое оборудование в процессе эксплуатации подвержено воздействию вибраций, которые вызывают снижение ресурса работы машин и механизмов [1-4]. Для определения технического состояния каждого узла и элемента проводится вибрационная диагностика.

Для измерения уровня вибраций применяются различные типы датчиков, отличающиеся принципом действия, метрологическими параметрами и областью применения [5]. Виброметрические датчики - это приборы, реагирующие на величину виброперемещений, виброскоростей и виброускорений. Основным параметром прибора является чувствительность.

В конструкцию любого виброметрического датчика входит устройство, предназначенное для преобразования механического вибрационного движения в электрический сигнал и электронный блок для принятия и обработки этого сигнала.

Создание конструкций магнитожидкостных датчиков угла наклона и проведение их исследований [6,7] позволило определить принципы разработки магнитожидкостных виброметрических датчиков (МВМД) и приступить к их исследованиям.

Магнитожидкостный виброметрический датчик отличается от магнитожидкостного датчика угла наклона тем, что на внешней цилиндрической поверхности корпуса датчика установлена одна, а не две измерительные обмотки. Колебательная система виброметрического датчика представляет собой кольцевой постоянный магнит, который находится в магнитной жидкости и расположен внутри цилиндрического корпуса датчика. Любые колебания оборудования вызывают смещение чувствительного элемента в корпусе датчика. В измерительной обмотке наводится ЭДС. Её частота пропорциональна частоте вибраций и обрабатывается электронным блоком. Электронный блок контролирует работу оборудования и производит его отключение при возникновении недопустимого уровня вибраций.

Магнитная жидкость создаёт условия для левитации чувствительного элемента и его перемещения с минимальным коэффициентом трения. Корпус датчика крепится к отдельному узлу машины. При возникновении линейной вибрации чувствительный элемент датчика перемещается. Происходит изменение электрического напряжения. Оно фиксируется измерительной обмоткой, а затем обрабатывается электронным преобразовательным блоком. При использовании нескольких датчиков, установленных на разных узлах оборудования, проводится полный мониторинг его вибросостояния.

Магнитная жидкость (МЖ) удерживается пондеромоторной силой в зазоре между чувствительным элементом и внутренней цилиндрической поверхностью корпуса датчика. Наличие магнитной жидкости в зазоре создаёт условия для левитации чувствительного элемента и его перемещения в корпусе датчика с минимальным моментом трения. Это позволяет фиксировать различные виды вибраций, например, вибрации, которые имеют форму искажённой синусоиды (рис.1 а), или форму характерную для биений (рис.1 б), или вибрации с непрерывным изменением частоты (рис.1 в).

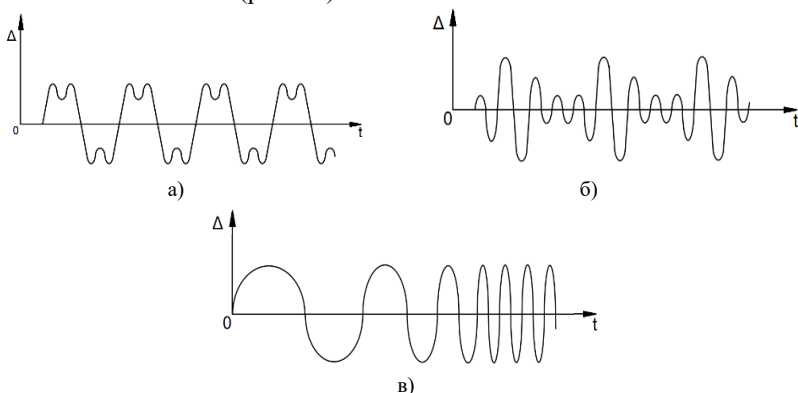


Рис. 1. Формы вибрационных процессов:  $\Delta$  – величина отклонения,  $t$  – время

**Разработка конструкций датчиков.** Конструкция магнитожидкостного виброметрического датчика (рис. 2) [8] состоит из чувствительного инерционного элемента, в качестве которого используется кольцевой постоянный магнит 1. Магнитная жидкость 2 удерживается пондеромоторной силой в зазорах, один из которых образован с корпусом 3, а другой с немагнитопроводным цилиндрическим стержнем 4. Наличие двух зазоров с МЖ обеспечивает устойчивую левитацию чувствительного элемента.

При возникновении вибраций происходят колебания чувствительного элемента с минимальным коэффициентом трения. В измерительной обмотке 5 наводится напряжение пропорциональное частоте колебаний чувствительного элемента. Торцевая крышка 6 с кольцевым постоянным магнитом 7 имеет возможность осевого перемещения, за счёт которого производится настройка датчика в зависимости от требуемого диапазона измеряемых частот. В немагнитопроводном корпусе расположен кольцевой постоянный магнит 8. Эти магниты ориентированы одноименными полюсами относительно полюсов чувствительного элемента, что создаёт силы отталкивания и препятствует сопри-

косновению чувствительного элемента 1 с ними. При уменьшении расстояния между магнитами увеличиваются силы отталкивания, действующие на чувствительный элемент. Это снижает чувствительность измерений, а контролируемый диапазон частот переходит в низкочастотную область. При увеличении этого расстояния уменьшаются силы отталкивания, действующие на чувствительный элемент, что приводит к повышению чувствительности измерений вибраций в области высоких частот.

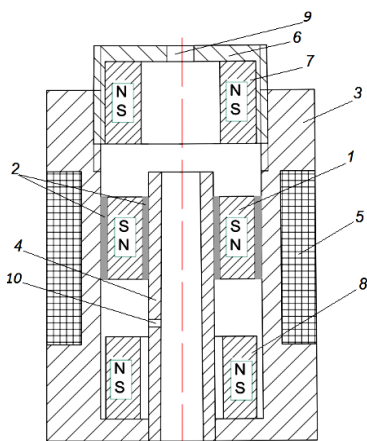


Рис.2. Магнитожидкостный виброметрический датчик

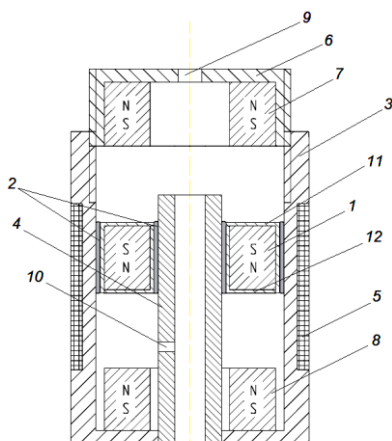


Рис.3. Магнитожидкостный виброметрический датчик с защитной втулкой

Сквозные отверстия 9 и 10 обеспечивают равенство давлений во внутренних объёмах корпуса и внешней среде, что способствует повышению чувствительности измерений.

Недостаток представленной конструкции МВМД (рис.2) состоит в значительном градиенте магнитной индукции, действующем на МЖ, которая находится на кромках чувствительного элемента. Это вызывает расщепление МЖ и изменение метрологических характеристик датчиков.

Проведённые численные исследования магнитного поля датчиков показали, что величина градиента магнитной индукции на гранях постоянного магнита достигает  $\nabla B = 500$  Тл/м. Для сохранения стабильности выходных характеристик магнитожидкостных датчиков разработана конструкция, в которой чувствительный элемент расположен внутри втулки, изготовленной из немагнитопроводного материала [10] (рис.3).

Особенность этой конструкции датчика заключается в том, что чувствительный элемент помещён в немагнитопроводную защитную

втулку, состоящую из двух частей 11 и 12. Наличие немагнитопроводной втулки позволяет снизить градиент магнитной индукции на гранях постоянных магнитов в 2-2,5 раза, что повышает ресурс работы датчика и стабильность метрологических характеристик.

В конструкции МВМД (рис. 4) чувствительный элемент 1 образует рабочий зазор, заполненный МЖ 2 с корпусом 3, и находится с его внешней стороны. На немагнитопроводном каркасе 4 расположена катушка 5. Аналогично конструкции датчика (рис.2) торцевая крышка 6 с кольцевым постоянным магнитом 7 имеет возможность осевого перемещения, что позволяет производить настройку датчика в зависимости от требуемого диапазона измеряемых частот. Магниты 6 и 8 ориентированы одноименными полюсами относительно полюсов чувствительного элемента 1, при этом магнит 8 расположен на немагнитопроводном основании 9. За счёт этого возникают силы отталкивания, которые препятствуют соприкосновению чувствительного элемента 1 с ними.

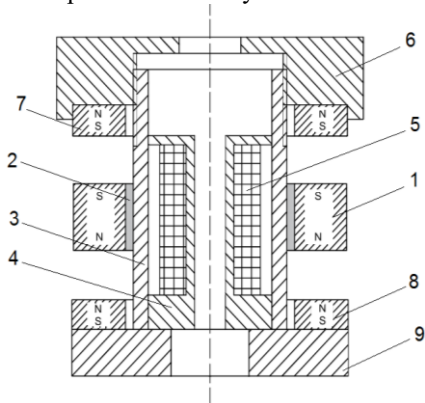


Рис.4 Магнитожидкостный виброметрический датчик с внешним расположением чувствительного элемента

Конструкции МВМД имеют следующие технические характеристики (табл. 1).

Таблица

**Характеристики магнитожидкостных виброметрических датчиков**

частотный диапазон, Гц	4 – 5000
чувствительность, мВ/g	свыше 500
диапазон ускорений, g	0,2-300
диапазон температур, °С	± 60

Каждая конструкция датчика предназначена для решения определенных технических задач. Конструкцию датчика (рис.2) целесообразно

применять для диагностики вибраций при наличии силы, действующей в горизонтальном направлении. Точность измерений вибраций достигается увеличением подъёмной силы, действующей на чувствительный элемент в горизонтальном направлении, что обусловлено наличием двух зазоров, заполненных МЖ. Эта конструкция предназначена для эксплуатации на открытом воздухе и в закрытых помещениях.

Для повышения стабильности метрологических характеристик датчика чувствительный элемент помещается в немагнитопроводную составную втулку (рис.3). Такое техническое решение позволяет снизить влияние градиента магнитной индукции на МЖ и повысить стабильность её свойств в неоднородном магнитном поле.

Основные преимущества МВДВ (рис. 4) состоят в возможности дозаправки и перезаправки датчика без проведения его разборки и демонтажа с действующего оборудования. Наличие резьбы, на обращённых поверхностях корпуса и крышки позволяет производить настройку эксплуатационных параметров.

**Экспериментальные исследования.** На разработанном экспериментальном стенде [11] проводили исследования по изучению силы взаимодействия постоянных магнитов, которые полностью моделировали процессы, происходящие в МВМД. Для решения этой задачи были выбраны кольцевые магниты с размерами: К32×18×5, К17,1×10×11, К11×6×2,5. Они имели следующие магнитные характеристики: остаточная индукция  $B_r=0,95$  Тл и коэрцитивная сила  $H_c=680$  кА/м. Величина силы взаимодействия определялась на расстоянии  $0,1D$  -  $D$  от поверхности магнита с шагом  $0,1D$ , где  $D$  – наружный диаметр кольцевого постоянного магнита (рис.5).

Характер полученных экспериментальных зависимостей повторяет результаты расчёта, полученные ранее [12].

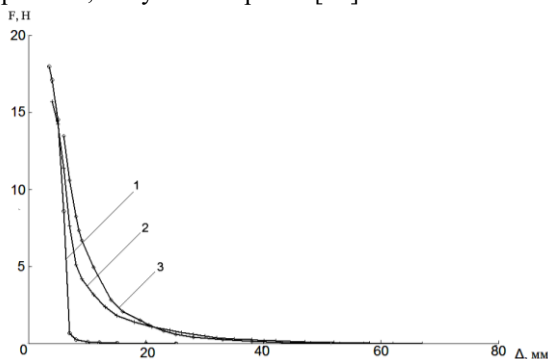


Рис. 5 Экспериментальные зависимости силы взаимодействия между постоянными магнитами: 1 - К11×6×2,5; 2 - К17,1×10×11; 3 - К32×18×5

**Заключение.** Основные результаты работы следующие:

- разработаны конструкции магнитожидкостных виброметрических датчиков, новизна конструкций которых подтверждена охранными документами;
- выполнены экспериментальные и расчётные исследования, которые показали достаточно высокую степень совпадения их результатов, которая не превышает 12-30%;
- применение магнитожидкостных виброметрических датчиков расширит возможности диагностики узлов оборудования различного назначения, что позволит проводить его диагностику и мониторинг во время эксплуатации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Владиславлев Л.А. Вибрация гидрогенераторов гидроэлектрических станций. М. Энергия. – 1972. – 176 с.
2. Миндрин В.И., Пачурин Г.В., Ребрушкин М.Н. Виды и причины вибрации энергетических машин // Современные наукоемкие технологии. – 2015. – № 5. – С. 32-36.
3. Масленников М.М., Шальман Ю.И. Авиационные газотурбинные двигатели. М. Машиностроение. – 1975. – 576 с.
4. Постнов В.А., Калинин В.С., Ростовцев Д.М. Вибрация корабля. Л. Судостроение. – 1983 – 248 с.
5. Датчики: Справочное пособие / Под общ. ред. В.М. Шарапова, Е.С. Полищука. Москва. Техносфера. 2012. – 624 с.
6. Морозова Д.Ю., Сайкин М.С. Разработка магнитожидкостных датчиков угла наклона с чувствительным элементом на постоянных магнитах. / Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2014. Т.16 № 1-2. С.459-463.
7. Морозова Д.Ю., Сайкин М.С. Магнитожидкостные датчики угла наклона для летательных аппаратов./ Вестник Рыбинской государственной авиационно-технологической академии им. П.А. Соловьева. 2015. №2 (33). С.109-115.
8. Сайкин М. С., Федосеева В. П. Устройство для измерения вибраций. Патент на полезную модель, RU 184838, 12.11.2018. Заявка № 2018125789 от 12.07.2018.
9. Сайкин М.С., Федосеева В.П. Устройство для измерения вибраций. Патент на полезную модель, Российская Федерация N 189089 RU, МПК G01H 11/02, Приоритет от 30.01.2019, опубл. 13.05.2019, Бюл. N 14.
10. Сайкин М.С., Федосеева В.П. Устройство для измерения вибраций. Патент на полезную модель, RU 195546, 31.01.2020. Заявка № 2019127832 от 03.09.2019.
11. Лагуткина Д.Ю., Сайкин М.С. Устройство для определения силы взаимодействия между постоянными магнитами. Патент на полезную модель, Российская Федерация N 172496 U1, МПК G01R 33/12, Приоритет от 12.10.2016, опубл. 11.07.2017, Бюл. N 20.
12. Сайкин М.С., Федосеева В.П. Исследование распределения магнитной индукции в магнитожидкостном датчике вибраций/ Сборник материалов IX Всероссийской научно-практической конференции «Надёжность и долговечность машин и механизмов», Иваново, 12 апреля 2018. С. 205-208.



## АВТОНОМНЫЕ ДВИЖИТЕЛИ НА ОСНОВЕ НАМАГНИЧИВАЮЩИХСЯ МАТЕРИАЛОВ

Меркулов Д.И.<sup>1</sup>, Пелевина Д.А., В.А. Турков, Налетова В.А.

ФГБОУ ВО «Московский государственный университет  
имени М.В. Ломоносова»,

119991, г. Москва, Ленинские горы, д. 1

E-mail: merkulovdima@mail.ru<sup>1</sup>

**Аннотация.** В работе предложены прототипы автономных движителей (тел из намагничивающихся материалов), управляемых переменным однородным магнитным полем, направленным под углом к горизонтальной плоскости. Экспериментально и теоретически исследовано направленное движение данных тел в окружающей вязкой жидкости вдоль горизонтального дна сосуда. Обнаружена зависимость направления движения и скорости автономного движителя от вязкости окружающей жидкости. Предложена математическая модель, описывающая экспериментально обнаруженные эффекты. Получено хорошее согласование теоретических результатов и экспериментальных данных.

**Ключевые слова:** актуаторы, автономные движители, намагничивающиеся материалы, переменное однородное магнитное поле, влияние вязкости на движение тел.

## ACTUATORS BASED ON MAGNETIZABLE MATERIALS

Merkulov D.I.<sup>1</sup>, Plevina D.A., Turkov V.A., Naletova V.A.

Lomonosov Moscow State University,

119991, Russian Federation, Moscow, Leninskiye gory, 1

E-mail: merkulovdima@mail.ru<sup>1</sup>

**Abstract.** New prototypes of actuators (bodies with magnetizable materials) controlled by an alternating magnetic field have been proposed. An alternating uniform magnetic field inclined to a horizontal plane is used to control the prototypes. The directed motion of these actuators in the surrounding viscous liquids along a horizontal vessels bottom is investigated experimentally and theoretically. The dependence of movement direction of the actuators on viscosity of the surrounding fluid is found experimentally. The mathematical model well predicting experimental effects is proposed.

**Key words:** actuators, magnetizable materials, alternating uniform magnetic field, effect of viscosity on the body movement.



МЕРКУЛОВ Дмитрий Игоревич, научный сотрудник НИИ механики МГУ. Имеет 19 научных публикаций, в том числе 9 статей в журналах. Научно-исследовательская работа поддерживалась грантами РФФИ и Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере.



НАЛЕТОВА Вера Арсеньевна, д.ф.-м.н., профессор кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ. Имеет 163 статьи в реферируемых журналах. Научно-исследовательская работа неоднократно поощрялась грантами РФФИ.



ПЕЛЕВИНА Дарья Андреевна, к.ф.-м.н., доцент кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ. Имеет 46 научных публикаций, в том числе 24 статьи в журналах. Научно-исследовательская работа поддерживалась грантами РФФИ и Президента РФ.



ТУРКОВ Владимир Андреевич, к.ф.-м.н., доцент, ведущий научный сотрудник НИИ Механики МГУ. Имеет 94 статьи в реферируемых журналах. Научно-исследовательская работа неоднократно поощрялась грантами РФФИ.

**Введение.** Тела из намагничивающихся деформируемых материалов могут двигаться в приложенном переменном магнитном поле. Примером таких материалов являются намагничивающиеся эластомеры (НЭ). Преимуществом движителей на основе НЭ является отсутствие внутри них моторов, источников тока и твердых механических элементов. Благодаря этому автономные движители могут применяться в медицинских и биологических исследованиях.

Различные типы движителей из намагничивающихся материалов предложены во многих работах. Например, в [1] экспериментально исследовано плавание гибкой магнитной нити, движение которой вызвано однородным магнитным полем, изменяющим свое направление. В работах [2, 3] теоретически изучена динамика гибкой магнитной нити, погруженной в вязкую жидкость, в однородном меняющем направление магнитном поле. В [4] экспериментально исследовано движение в цилиндрическом канале цепочки упругих сферических тел, заполненных магнитной жидкостью, в индуцируемом двумя движущимися постоянными магнитами поле.

Одной из возможностей создания автономных движителей является имитация изгибных движений, возникающих в природе (ползающие и плавающие змеи/черви). В работе [5] экспериментально исследовано движение тонкого цилиндрического тела из НЭ, имитирующего поведение дождевого червя, в цилиндрическом канале в неоднородном «бегущем» магнитном поле. В работе [6] предложена модель тонкого тела из вязкоупругого намагничивающегося материала; с ее использованием чис-

ленно решена задача о движении такого тела в «бегущем» магнитном поле. Во всех вышеперечисленных работах для создания движения используется либо неоднородное магнитное поле, либо меняющее направление однородное поле. Следует отметить, что размер движителя, управляемого однородным магнитным полем, может быть существенно уменьшен, что является дополнительным преимуществом.

В представленной статье предложены два новых типа автономных движителей, управляемых однородным переменным магнитным полем. Экспериментально и теоретически исследовано их движение в окружающей жидкости вдоль горизонтального дна сосуда. Обнаружена зависимость направления движения тел от вязкости окружающей жидкости. Предложена математическая модель, описывающая данный эффект, и проведены численные расчеты.

**Эксперимент.** В экспериментах исследовалось движение тел на основе намагничивающихся материалов (автономных движителей) в однородном переменном магнитном поле. Электромагнитная установка включала в себя катушки Гельмгольца, подключенные к программируемому источнику питания и закрепленные так, что угол  $\alpha$  между осью катушек и горизонтальной плоскостью составляет  $21^\circ$ . Эта система создавала наклонное переменное однородное магнитное поле амплитудой  $H = 430$  Э. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Эксперимент проводился при различных частотах изменения магнитного поля  $f_H$  (0,5 Гц, 1 Гц). Внутри системы катушек Гельмгольца располагалась кювета (сосуд) размером  $9 \times 2,5 \times 1$  см с параллельными стенками из прозрачного пластика.

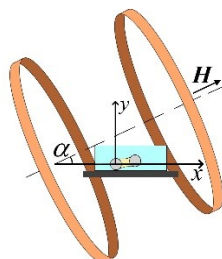


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Экспериментальные исследования проводились с двумя видами автономных движителей: пружиной из НЭ (рис. 2 и рис. 3) и стальными сферическими телами с упругой связью (рис. 4 и рис. 5). Пружина (образец 1) была изготовлена путем создания спирального разреза в цилиндрическом образце из НЭ. Длина пружины составляет 3,7 см, вес – 2,6 г, шаг пружины – 4,4 мм. Второй движитель (образец 2) представляет собой два сферических тела из стали, которые сцеплены упругим силиконовым приводом. Расстояние между центрами сфер  $l_0 = 5,43$  мм, диаметр  $d = 2R = 3,1$  мм и масса каждой сферы  $M = 0,3$  г. Переменное (прямоугольной конфигурации) наклонное магнитное поле приводило к движению данных тел. В экспериментах кюветы заполня-

лись либо водой с плотностью  $\rho_e = 1$  г/мл и вязкостью  $\eta = 0,01$  Пуаз, либо глицерином с плотностью  $\rho_e = 1,26$  г/мл и вязкостью  $\eta = 14,8$  Пуаз. Для образца 2 экспериментально найдены следующие коэффициенты трения сферических тел о дно сосуда: в глицерине  $k_{fr} = 1,15$ ; в воде  $k_{fr} = 1,28$ .

На рис. 2 и рис. 3 представлены раскадровки видеозаписей движения образца 1, соответственно, в воде и в глицерине для магнитного поля амплитудой 430 Э, изменяющегося с частотой 0,5 Гц.

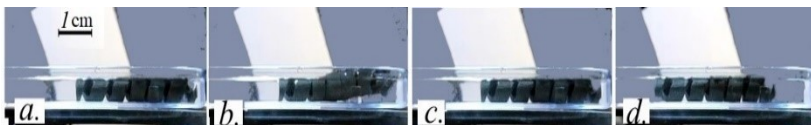


Рис. 2. Движение образца 1 в воде при  $f_H = 0,5$  Гц: (a)  $t = 0$ ,  $H = 0$ ; (b)  $t = 1$  с,  $H = 430$  Э; (c)  $t = 2$  с,  $H = 0$ ; (d)  $t = 42$  с,  $H = 0$

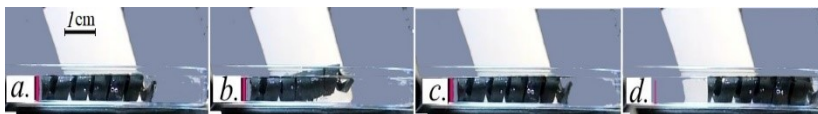


Рис. 3. Движение образца 1 в глицерине при  $f_H = 0,5$  Гц: (a)  $t = 0$ ,  $H = 0$ ; (b)  $t = 1$  с,  $H = 430$  Э; (c)  $t = 2$  с,  $H = 0$ ; (d)  $t = 42$  с,  $H = 0$

На рис. 4 и рис. 5 представлены раскадровки видеозаписей движения образца 2, соответственно, в воде и в глицерине для магнитного поля амплитудой 430 Э, изменяющегося с частотой 0,5 Гц.

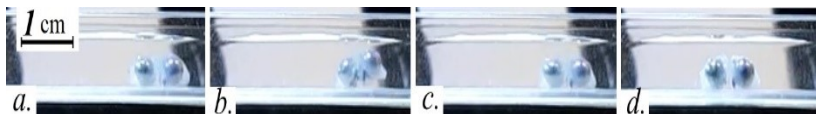


Рис. 4. Движение образца 2 в воде при  $f_H = 0,5$  Гц: (a)  $t = 0$ ,  $H = 0$ ; (b)  $t = 1$  с,  $H = 430$  Э; (c)  $t = 2$  с,  $H = 0$ ; (d)  $t = 42$  с,  $H = 0$

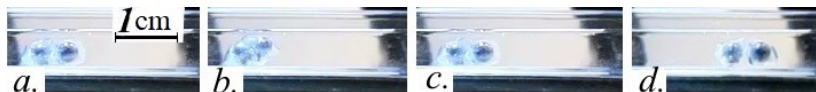


Рис. 5. Движение образца 2 в глицерине при  $f_H = 0,5$  Гц: (a)  $t = 0$ ,  $H = 0$ ; (b)  $t = 1$  с,  $H = 430$  Э; (c)  $t = 2$  с,  $H = 0$ ; (d)  $t = 42$  с,  $H = 0$

Пусть  $x_c$  – горизонтальная координата центра масс образца 2. На рис. 6 представлены графики зависимости  $x_c$  от времени в глицерине (кривая 1) и в воде (кривая 2) при частоте магнитного поля  $f_H = 0,5$  Гц.

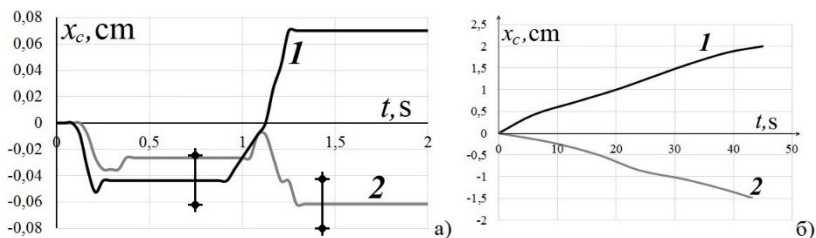


Рис. 6. Экспериментальные зависимости  $x_c$  (образец 2) от времени при  $f_H = 0,5$  Гц (1 – в глицерине, 2 – в воде): (а) один цикл изменения магнитного поля; (б) сплайн-аппроксимация в течение всего движения ( $0 < t < 42$  с)

В представленных экспериментах впервые наблюдается интересный эффект: влияние окружающей жидкости на направление движения тел в переменном однородном магнитном поле. Обнаружено, что для всех частот изменения магнитного поля образцы 1 и 2 перемещаются влево в воде и вправо в глицерине. При этом в глицерине (с высокой вязкостью) скорости автономных движителей больше, чем в воде (с низкой вязкостью).

**Теория.** Для изучения направления и скорости движения стальных сферических тел с упругой связью (образец 2) была предложена математическая модель движения левого и правого сферических тел с учетом действия магнитных, упругих, вязких сил, сил сухого трения и тяжести. Введем следующие обозначения:  $\mathbf{r} = r\mathbf{e}_r$  – радиус-вектор между центрами сфер (начало вектора  $\mathbf{r}$  в центре левого сферического тела),  $l_0$  – длина упругого привода в недеформированном состоянии,  $R$  – радиус сферического тела,  $V = 4\pi R^3/3$  – его объем,  $M$  – масса каждого сферического тела,  $\chi$  – магнитная восприимчивость стали, индексы  $i = 1, 2$  обозначают параметры левого и правого сферического тела, соответственно.

Введем систему координат  $(x, y, z)$  таким образом, чтобы вектор магнитного поля лежал в плоскости  $(x, y)$ , ось  $y$  перпендикулярна дну сосуда, а ось  $x$  направлена от левого сферического тела к правому при  $t = 0$ . Также  $x = 0$  и  $y = 0$  в центре левого тела при  $t = 0$ .

Магнитная сила  $\mathbf{F}_m^i$ , действующая на  $i$ -ое тело, пропорциональна силе взаимодействия двух магнитных диполей  $\mathbf{m}$  и вычисляется по формуле:

$$\bar{\mathbf{F}}_m^i = (-1)^i A \left[ \bar{\mathbf{r}} \left( \frac{3m^2}{r^5} - \frac{15(\bar{m}\bar{r})^2}{r^7} \right) + \frac{6\bar{m}(\bar{m}\bar{r})}{r^5} \right], \bar{m} = \frac{3\chi V}{3 + 4\pi\chi} \bar{\mathbf{H}}, i = 1, 2 \quad (1)$$

Уточняющий коэффициент  $A = A(r)$  определялся экспериментально путем измерения магнитной силы, действующей между стальными сферическими телами (аналогичными используемым при изготовлении образца 2) в однородном магнитном поле.

Вязкая сила  $F_{visc}^i$ , действующая на  $i$ -ое тело, рассчитывается в приближении Стокса с учетом влияния на движение горизонтального дна, согласно [7]:

$$\vec{F}_{visc}^i = 6\pi\eta R \left( \frac{v_x^i}{f(y_i)} \vec{e}_x + \lambda(y_i) v_y^i \vec{e}_y \right), \quad i = 1, 2, \quad (2)$$

$$f(y_i) = 1 - \frac{9}{16} \frac{R}{y_i + R} + \frac{1}{18} \left( \frac{R}{y_i + R} \right)^3 - \frac{45}{256} \left( \frac{R}{y_i + R} \right)^4 - \frac{1}{16} \left( \frac{R}{y_i + R} \right)^5$$

Здесь  $y_i + R$  – расстояние от центра сферических тел до дна сосуда;  $v^i = (v_x^i, v_y^i)$  – скорость  $i$ -ого тела;  $e_x, e_y$  – базисные векторы декартовой системы координат (вектор  $e_x$  параллелен горизонтальной плоскости). Значение  $\lambda(y_i)$  было получено с помощью сплайн-аппроксимации данных, приведенных в [7].

Сила  $F_P$  является равнодействующей силы тяжести и архимедовой силы, действующих на каждое тело, и имеет следующий вид ( $\rho_e$  – плотность окружающей жидкости):

$$\vec{F}_P = (M - \rho_e V) \vec{g} \quad (3)$$

Сила упругости  $F_e^i$ , действующая на  $i$ -ое сферическое тело со стороны упругой связи, может быть записана следующим образом ( $k_{e1}, k_{e2}$  – коэффициенты упругости при сжатии и растяжении тела, соответственно):

$$\vec{F}_e^i = \begin{cases} (-1)^{i+1} k_{e1} (1 - l_0 / r) \vec{r}, & \text{при } r < l_0 \\ (-1)^{i+1} k_{e2} (1 - l_0 / r) \vec{r}, & \text{при } r > l_0 \end{cases} \quad (4)$$

Сила реакции со стороны дна сосуда  $N_P^i$ , действующая на  $i$ -ое сферическое тело, равна:

$$\vec{N}_P^i = \begin{cases} -(F_{my}^i + F_{py} + F_{ey}^i) \vec{e}_y, & \text{при } y = 0, F_{my}^i + F_{py} + F_{ey}^i < 0 \\ 0, & \text{при } y > 0 \end{cases} \quad (5)$$

Сила трения  $i$ -го тела о дно сосуда  $F_{fr}^i$  имеет следующий вид ( $\Psi^i = F_{mx}^i + F_{ex}^i$ ):

$$\vec{F}_{fr}^i = \begin{cases} -k_{fr} |N_P^i| \text{sign}(v_x^i) \vec{e}_x, & \text{при } v_x^i \neq 0 \\ -\min(|\Psi^i|, k_{fr} |N_P^i|) \text{sign}(\Psi^i) \vec{e}_x, & \text{при } v_x^i = 0 \end{cases} \quad (6)$$

Используя выражения для сил (1–6), уравнение движения для стальных сферических тел, связанных упругим приводом, (образец 2) можно записать следующим образом:

$$(M + \rho_e V / 2) d\vec{v}^i / dt = \vec{F}_m^i + \vec{F}_e^i + \vec{F}_P + \vec{F}_{visc}^i + \vec{N}_P^i + \vec{F}_{fr}^i, \quad i = 1, 2 \quad (7)$$

Начальные условия имеют следующий вид:

$$t = 0: \quad x^1 = 0, x^2 = l_0, y^1 = y^2 = 0, \vec{v}^1 = \vec{v}^2 = 0 \quad (8)$$

**Численные результаты.** Уравнение движения стальных сферических тел с упругой связью (7) с начальными условиями (8) были реше-

ны численно методом Рунге – Кутта четвертого порядка для экспериментальных параметров при  $k_{e1} = 5$  дин/см,  $k_{e2} = 100$  дин/см,  $\chi = (\mu - 1)/4\pi$ ,  $\mu = 2000$ . Полученные теоретические зависимости  $x_c$  от времени для одного цикла изменения магнитного поля в воде (кривая 1) и в глицерине (кривая 2) при  $f_H = 1$  Гц показаны на рис. 7. Видно, что теория предсказывает движение образца 2 в противоположных направлениях в воде и глицерине.

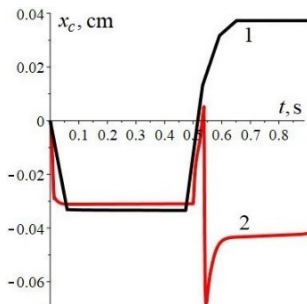


Рис. 7. Теоретические зависимости  $x_c$  от времени при  $f_H = 1$  Гц (1 – в глицерине, 2 – в воде)

Проведено сравнение численных результатов с экспериментальными данными. Экспериментальная (кривая 1) и теоретическая (кривая 2) зависимости  $x_c$  от времени при  $f_H = 1$  Гц в глицерине и воде показаны на рис. 8 и рис. 9, соответственно.

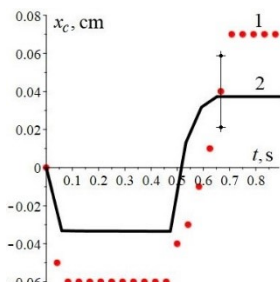


Рис. 8. Зависимости  $x_c$  от времени в глицерине (1 – эксперимент, 2 – численные расчеты) при  $f_H = 1$  Гц

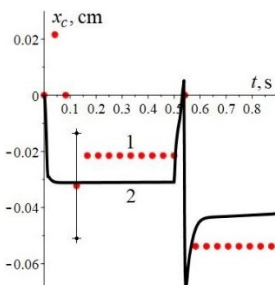


Рис. 9. Зависимости  $x_c$  от времени в воде (1 – эксперимент, 2 – численные расчеты) при  $f_H = 1$  Гц

Численные результаты качественно совпадают с экспериментальными данными. Согласно расчетам образец 2 движется вдоль дна в воде влево, а в глицерине – вправо.

**Заключение.** Экспериментально установлено, что предложенные движители из намагничивающихся материалов в переменном магнитном поле движутся вдоль дна сосуда в глицерине и в воде в противоположных направлениях. При этом скорость движителей в глицерине (при высокой вязкости) больше, чем в воде (при низкой вязкости). Для описания перемещения автономных движителей в жидкостях предложена математическая модель, учитывающая магнитные, упругие, вязкие силы, силы трения и тяжести. Проведены численные расчеты, получено качественное совпадение теоретических и экспериментальных результатов. Экспериментально и теоретически показано влияние вязкости окружающей жидкости на направление движения тел.

*Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 20-71-10002).*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. Dreyfus, J. Baudry, M.L. Roper, M. Fermigier, H.A. Stone, J. Bibette. Microscopic artificial swimmers // *Nature*, 2005, Vol. 437, No 7060, pp. 862-865.
2. Cebers. Flexible magnetic swimmer // *Magneto hydrodynamics*, 2005, Vol. 41, No 1, pp. 63-72.
  - a. Cebers, M. Ozols. Dynamics of an active magnetic particle in a rotating magnetic field // *Physical Review E.*, 2006, Vol. 73, No 2, p. 021505.
3. Norihiko Saga, Taro Nakamura. Development of a peristaltic crawling robot using magnetic fluid on the basis of the locomotion mechanism of the earthworm // *Smart Materials and Structures*, 2004, Vol. 13, No 3, pp. 566-569.
4. K. Zimmermann, V.A. Naletova, I. Zeidis, V.A. Turkov, E. Kolev, M.V. Lukashevich, G.V. Stepanov. A deformable magnetizable worm in a magnetic field-a prototype of a mobile crawling robot // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2007, Vol. 311, No 1, pp. 450-453.
5. K. Zimmermann, I. Zeidis, V.A. Naletova, S.A. Kalmykov, V.A. Turkov. Model of a thin rod with viscoelastic magnetizable material in the alternating magnetic field // *Solid State Phenomena: Magnetism and Magnetic materials*, 2011, Vol. 190, pp. 629-632.
6. J. Happel, H. Brenner. Low Reynolds number hydrodynamics: with special applications to particulate media // *Springer Science & Business Media*, 2012, 553 p.



## ЗАВИСИМОСТЬ СИЛЫ СОПРОТИВЛЕНИЯ ОТ СКОРОСТИ И СМЕЩЕНИЯ ПОРШНЯ В ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОМ МАГНИТОЖИДКОСТНОМ ДЕМПФЕРЕ

**Морозов Н.А., Нестеров С.А.**

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет  
имени В.И. Ленина», Иваново, Российская Федерация  
153003 г. Иваново, ул. Рабфаковская 34  
E-mail: elmash@em.ispu.ru

**Аннотация.** На физической модели электромеханического магнитожидкостного демпфера исследованы динамические силовые характеристики. Представлены результаты для разных вариантов исполнения поршня демпфера.

**Ключевые слова:** магнитореологический демпфер, магнитореологическая суспензия, колебательный процесс, положение поршня.

## THE DEPENDENCE OF THE RESISTANCE FORCE ON THE SPEED AND DISPLACEMENT OF THE PISTON IN THE ELECTROMECHANICAL MAGNETORHEOLOGICAL DAMPER

**Morozov N.A., Nesterov S.A.**

Ivanovo State Power Engineering University,  
Ivanovo, Russian Federation,  
E-mail: elmash@em.ispu.ru

**Abstract.** Dynamic force characteristics are investigated on a physical model of an electromechanical magnetic-fluid damper. The results are presented for different versions of the damper piston.

**Key words:** magnetorheological damper, magnetorheological fluid, finite-element modeling.

Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования электромеханического магнитожидкостного демпфера (ЭМЖД) представлена на рис. 1. Приводной двигатель через понижающий редуктор приводит в движение кривошипно-шатунный механизм, заставляющий поршень совершать вынужденные гармонические колебания. Частота вращения двигателя, регулируемая в широких пределах, измеряется тахометрическим датчиком ROTARY ENCODER TYPE LPD 3806-360BM-G5-24C и передаётся в ЭВМ с помощью интерфейсной платы ввода/вывода сигналов National Instruments PCI 6023E. Выходной конец кривошипно-шатунного механизма соединён со штоком демпфера через динамометрическое устройство YZC-516C на основе тензорезисторов, электрический сигнал с которых поступает на

плату ввода/вывода сигналов PCI 6023E и передаётся дальше на ЭВМ.

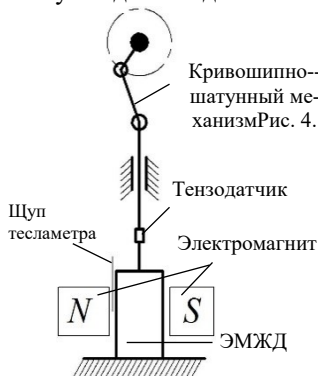


Рис.1. Схема экспериментальной установки

Положительное значение сигнала с тензорезистора соответствует растяжению динамометрического устройства, отрицательное – сжатию.

Корпус демфера неподвижно закреплён между полюсами электромагнита типа ФЛ-1. Изменение тока в четырёх согласно включённых катушках электромагнита позволяет менять индукцию в зазоре между полюсами от 0 до 2 Тл, что гарантированно перекрывает диапазон индукций, достижимый в промышленных ЭМЖД. Измерение магнитной индукции осуществлялось при помощи тесламетра WT10A. Щуп

тесламетра располагался между корпусом демфера и полюсом электромагнита. Индукция внутри демфера определялась на основе ранее снятой зависимости магнитной индукции внутри и снаружи демфера [1,2].

Конструкция ЭМЖД, разработанного для экспериментальных исследований, показана на рис. 2.

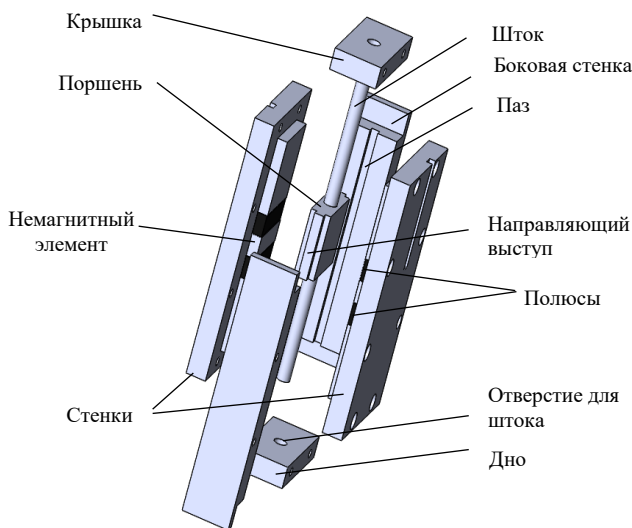


Рис.2. Модель электромеханического магнитожидкостного демфера

Корпус демпфера состоит из двух прямоугольных немагнитных стенок, на которых размещено по два стальных полюса высотой 10 мм, разделённых немагнитным участком высотой 10 мм. Торцы демпфера закрыты немагнитными боковыми стенками. Во время работы точками опоры для движущегося поршня служат отверстия в дне и крышке демпфера, а также пазы в боковых стенках, что позволяет избежать боковых смещений поршня. Сквозное движение штока позволяет сохранять постоянным объём внутри демпфера. Зазор между поршнем и корпусом составляет 2 мм с каждой из сторон поршня. Зазор между торцами поршня и боковыми стенками демпфера практически отсутствует.

Применение плоскопараллельной конструкции необходимо для того, чтобы распределение магнитного поля в демпфере, при использовании внешней магнитной системы, повторяло распределение магнитного поля в наиболее распространённых цилиндрических ЭМЖД. Так как ширина кольцевого зазора, в котором происходит перетекание МЖ при движении поршня в цилиндрических ЭМЖД, значительно меньше диаметра демпфера и при анализе процессов этот зазор рассматривают как плоскую щель, то плоскопараллельная модель допустима.

Гармонические колебания поршня совершались относительно двух начальных положений. В «положении 1» (рис.3,*а*) верхний и нижний края поршня совпадают с краями полюсов корпуса. В «положении 2» (рис.3,*б*) верхний край поршня совпадает с нижним краем верхнего полюса корпуса. Гармонические колебания поршня происходили вверх и вниз относительно этих положений с амплитудой 10 мм. На рис.3 приведены основные геометрические размеры изготовленной модели. На рис. 4 приведены варианты исполнения поршня.

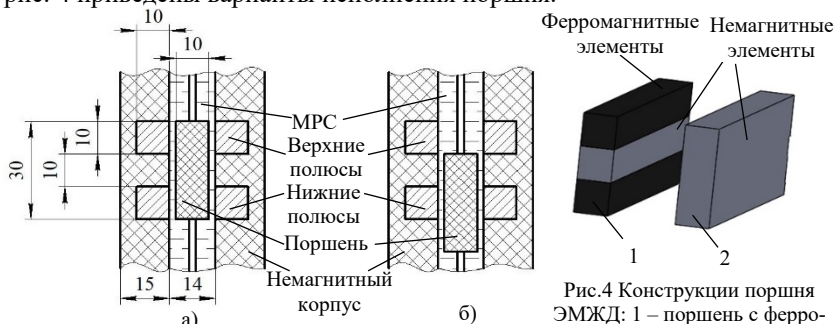


Рис. 3. Положения поршня:  
а – положение 1; б – положение 2

Рис.4 Конструкции поршня ЭМЖД: 1 – поршень с ферромагнитными элементами, 2 – немагнитный поршень.

Используемая магнитореологическая суспензия (МРС) изготовлена в ПНИЛ прикладной феррогидродинамики Ивановского государственного

ного энергетического университета. С её параметрами можно ознакомиться в работе [1].

Подробно о эффекте магнитной пружины и исследовании демпфера в квазистатическом режиме можно ознакомиться в работе [1,2], где показано, что использование сочетания эффекта магнитной пружины и изменения вязкости МРС в магнитном поле расширяет возможности по формированию силовой характеристики сопротивления МЖД при его проектировании. Эффект магнитной пружины более ярко проявляется у поршня с ферромагнитными элементами. При малых скоростях перемещения поршня силы магнитной пружины и магнитовязкостные сопоставимы друг с другом. В заключительной стадии гашения колебаний, когда скорость перемещения поршня падает и вязкостный эффект демпфирования уменьшает своё значение, на первый план выходят силы магнитной пружины. Их использование позволит повысить эффективность демпфирования при малых амплитудах и частотах колебаний.

Осциллограммы изменения силы сопротивления демпфера во времени при гармонических колебаниях для различных вариаций входных параметров представлены в работах [1,3].

На основе этих осциллограмм получены зависимости силы сопротивления ЭМЖД от скорости движения поршня, пример которых для полного цикла гармонического колебания с амплитудой 10 мм и частотой 0,6 Гц при индукции 0,4 Тл для разных исполнений поршня представлен на рис. 5. Они являются мерой энергии, рассеиваемой демпфером. На рис. 6 показаны зависимости силы сопротивления ЭМЖД от смещения поршня для полного цикла гармонического колебания с амплитудой 10 мм и частотой 0,6 Гц при индукции 0,4 Тл, которые указывают на величину работы, выполняемой демпфером.

Отметим, что с течением времени зависимости силы от смещения поршня движутся по часовой стрелке, а петли зависимости силы от скорости против часовой стрелки. Хотя в графиках гистерезиса это не очевидно, такое временное поведение можно определить из экспериментальных осциллограмм.

Анализ силовых характеристики демпфера с немагнитным поршнем, при котором усилие магнитной пружины проявляется слабо, представленных на рис. 5,в,г, показывает, что наибольший рост силы сопротивления происходит на начальных скоростях движения поршня. Это связано с большой вязкостью МРС при малых скоростях сдвига, так как в суспензии ещё проявляются эффекты структурирования магнитным полем. Дальнейшее увеличение скорости движения поршня ведёт к полному разрушению агломератов частиц в МЖС, падению её эффективной вязкости и снижению темпов роста силы сопротивления демпфера.

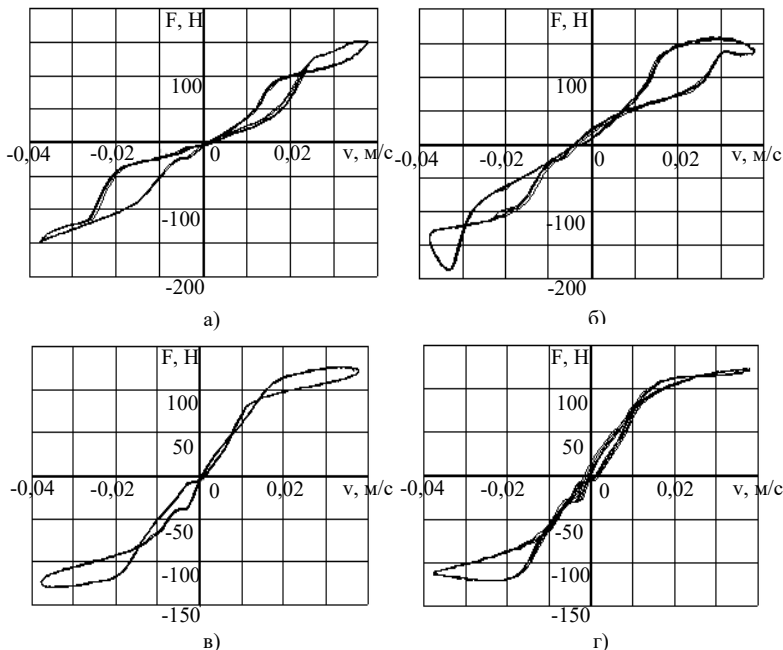


Рис. 5. Зависимости силы сопротивления демпфера от скорости движения поршня при индукции 0,4 Тл и частоте колебаний 0,6Гц: а – чередующиеся полюсы на поршне, «положение 1»; б – чередующиеся полюсы на поршне, «положение 2»; в – немагнитный поршень, «положение 1»; г – немагнитный поршень, «положение 2»

Изучено влияние изменения величины магнитной индукции на силовую характеристику. При отсутствии магнитного поля ЭМЖД в основном проявляет характеристики чисто вязкостного устройства (т. е. зависимость силы от смещения приблизительно эллиптическая, а зависимость силы от скорости почти линейна). По мере увеличения магнитной индукции внутри ЭМЖД сила, необходимая для течения МРС в демпфере, также растёт, а в петлях гистерезиса начинает проявляться пластическое поведение. Максимальная сила демпфирования возрастает и с ростом частоты колебаний из-за увеличения вязкости при большей скорости сдвига МРС в зазоре демпфера.

Таким образом, в ЭМЖД с магнитной пружиной изменяя начальное положения поршня можно получить несимметричную силовую характеристику или силовую характеристику сложной формы, что до этого достигалось применением клапанов и золотников. Отказ от подвижных частей увеличивает надёжность демпфера.

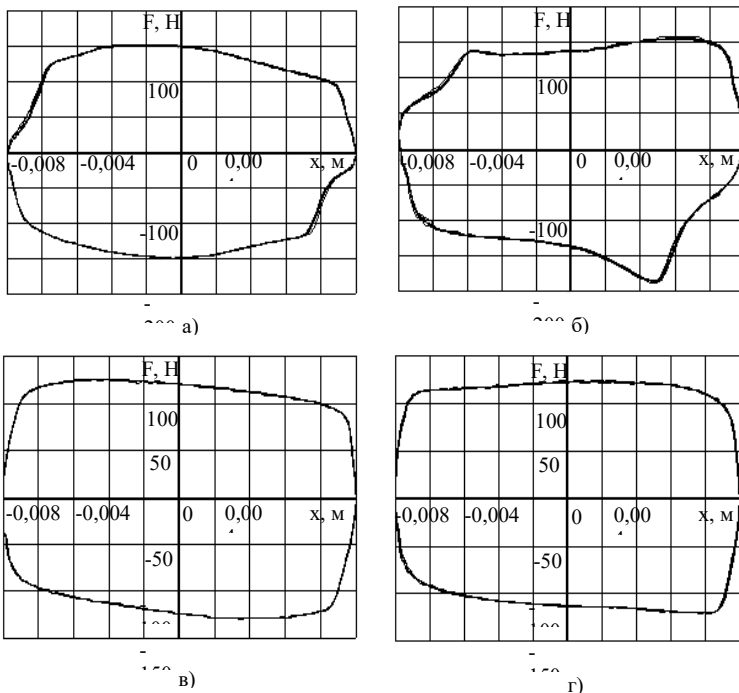


Рис. 6. Зависимости силы сопротивления демпфера от смещения поршня при индукции 0,4 Тл и частоте колебаний 0,6Гц: а – чередующиеся полюсы на поршне, «положение 1»; б – чередующиеся полюсы на поршне, «положение 2»; в – немагнитный поршень, «положение 1»; г – немагнитный поршень, «положе-

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нестеров С.А. Влияние магнитной пружины на силовую характеристику электро-механического магнитожидкостного демпфера / С.А. Нестеров, Н.А. Морозов Ю.Б. Казаков // Вестник ИГЭУ. – Иваново, 2019. – Вып. 3. – С.32-40.
2. Казаков Ю.Б., Морозов Н.А., Нестеров С.А. Эффект магнитной пружины в магнитожидкостных устройствах // XVIII Междунар. Плесская науч. конф. по нанодисперсным магнитным жидкостям: сб. науч. тр. (г. Плес, сентябрь 2018 г.) / Иван. гос. энерг. ун-т. – Иваново, 2018. – С. 418–426.
3. Нестеров С.А., Морозов Н.А., Арефьев И.М. Экспериментальное исследование электро-механического магнитожидкостного демпфера // XVIII Междунар. Плесская науч. конф. по нанодисперсным магнитным жидкостям: сб. науч. тр. (г. Плес, сентябрь 2018 г.) / Иван. гос. энерг. ун-т. – Иваново, 2018. – С. 447–454.

## РАСЧЕТ ТРАКТОРИИ ДВИЖЕНИЯ НЕМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ В РАБОЧЕМ ЗАЗОРЕ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО СЕПАРАТОРА

**Страдомский Ю.И.**

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», Иваново, Российская Федерация;  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34  
E-mail: stradomskiy.urij@mail.ru

**Аннотация.** Рассмотрен алгоритм компьютерной программы расчета движения немагнитных частиц в рабочем зазоре магнитожидкостного сепаратора, которая позволяет анализировать влияние различных физических и конструктивных факторов на работу сепаратора.

**Ключевые слова:** сепарация, немагнитные частицы, магнитная жидкость.

## CALCULAYION OF THE TRAJECTORY OF NONMAGNETIC PARTICLES IN THE WORKING GAP OF THE MAGNETIC FLUID SEPARATOR

**Stradomsky Yu. I.**

Ivanovo State Power Engineering University,  
153003 Ivanovo, 34 Rabfacovskay str., Russian Federation,  
E-mail: stradomskiy.urij@mail.ru

**Abstract.** An algorithm of a computer program for calculating the motion of non-magnetic particles in the working gap of a magnetic-liquid separator, which allows to analyze the influence of various physical and structural factors on the operation of the separator, is considered.

**Key words:** separation, nonmagnetic particles, magnetic fluid, magnetic fluid, magnetic fluid separator, magnetization characteristic, mathematical model.

**Постановка задачи.** Принцип действия магнитожидкостных сепараторов (МЖС), используемых для разделения немагнитных дисперсных материалов по плотности, известен [1]. Однако методы их проектирования, учитывающие требования к точности и производительности сепарации отсутствуют. В статье рассмотрен алгоритм компьютерной программы расчета движения немагнитных частиц в рабочем зазоре МЖС, которая позволяет анализировать влияние различных физических и конструктивных факторов на работу сепаратора.

При загрузке в МЖС сепарируемого материала частицы падают на поверхность МЖ (2) из загрузочного лотка (3) с высоты  $h_0$  (рис.1). В МЖ частицы начинают движение со скоростью  $\bar{v}_0$ . Уравнение движения частицы в МЖ соответствует второму закону Ньютона

$$m \frac{d\bar{v}}{dt} = \bar{F}_T + \bar{F}_A + \bar{F}_M + \bar{F}_B, \quad (1)$$

$$\rho V \frac{d\bar{v}}{dt} = \rho_{ж} \cdot \bar{g} \cdot V + (-\rho_{ж} \cdot \bar{g} \cdot V_{\Pi}) + \mu_0 M \cdot \nabla H \cdot V_{\Pi} - 3\pi \cdot d_3 \cdot \eta \cdot \bar{v}. \quad (2)$$

Считаем, что частицы сферические и имеют диаметр  $d$ . В уравнении (2)  $V_{\Pi} = (\pi d_3^3)/6$  – объем той части частицы, которая погружена в МЖ. Вязкостная сила представлена формулой Стокса, в которой  $\eta$  – динамическая вязкость МЖ,  $d_3$  – эффективный диаметр сферической частицы с объемом  $V_{\Pi}$ . Если частица полностью погружена в МЖ, то  $V_{\Pi} = V$  и  $d_3 = d$ .

Рассматриваем движение частиц только в плоскости  $zoу$  (рис. 1), движением в плоскости  $xoy$  пренебрегаем. Проекция уравнения (2) на оси  $oz$  и  $ou$  имеют вид:

$$a \frac{dv_z}{dt} + b \cdot v_z + c_z = 0, \quad a \frac{dv_y}{dt} + b \cdot v_y + c_y = 0, \quad (3)$$

$$a = \rho V, \quad b = 3\pi \cdot d_3 \cdot \eta,$$

$$c_z = \mu_0 \cdot M \cdot \frac{\partial H}{\partial n} \cdot \sin \alpha \cdot V_{\Pi}, \quad c_y = \rho \cdot g \cdot V - \rho_{ж} \cdot g \cdot V_{\Pi} + \mu_0 \cdot M \cdot \frac{\partial H}{\partial n} \cdot \cos \alpha \cdot V_{\Pi}.$$

В результате интегрирования уравнений (3) получим выражение для скоростей движения частиц в МЖ по осям  $oz$  и  $ou$  после падения их на поверхность МЖ из грузочного устройства

$$v_{z(y)} = \left( v_{z(y)0} + \frac{c_{z(y)}}{b} \right) \times e^{-\frac{t}{T}} - \frac{c_{z(y)}}{b}, \quad (4)$$

где:  $T = a/b$  – постоянная времени;  $v_{z0}$  и  $v_{y0}$  – проекции начальной скорости  $\bar{v}_0$ . При анализе движения частиц целесообразно пользоваться двумя системами координат  $zoу$  и  $po\tau$  (рис. 1). Уравнения связи между координатами:

$$n = r \cdot \sin(\alpha + \beta), \quad \tau = r \cdot \cos(\alpha + \beta), \quad r = \sqrt{z^2 + y^2}, \quad \beta = \arctg(y/z). \quad (5)$$

На участке АВ (рис.2) свободное падение частиц в воздухе характеризуется уравнениями

$$z = z_A + v_{zA} \cdot t, \quad y = y_A + (v_{yA} \cdot t - \frac{g \cdot t^2}{2}). \quad (6)$$

С помощью уравнения  $n=f(t)$ , полученного из (5) и (6), при выполнении условия  $n=h_1$  определяется отрезок времени  $t_B$ , за который частица достигает точки В. Далее находятся все параметры движения ча-



стицы в точке В, являющиеся начальными условиями для расчета движения частиц в МЖ:  $t_0=0$ ,  $z_0=z_B$ ,  $y_0=y_B$ ,  $v_{z0}=v_{zB}$ ,  $v_{y0}=v_{yB}$ .

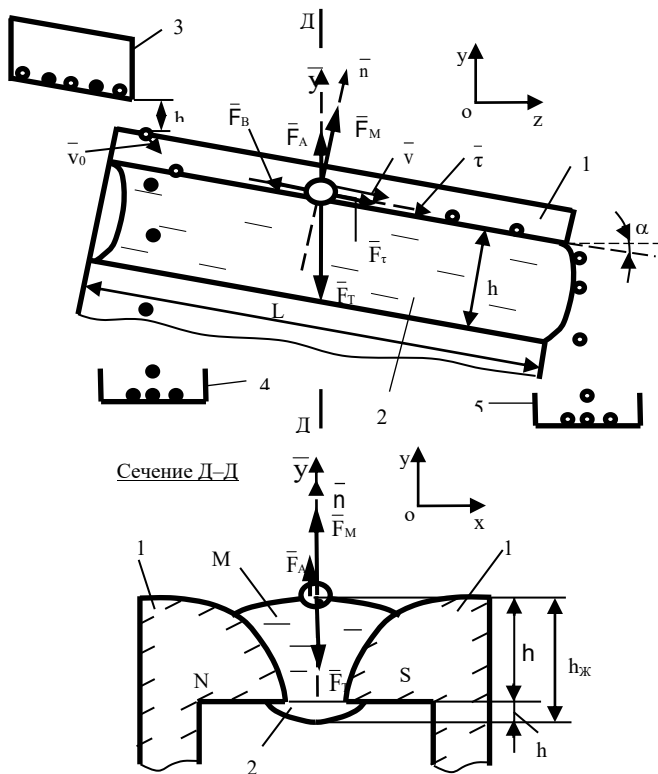


Рис.1. Движение немагнитных частиц в МЖ: 1 – полюсы, 2 –

Вычисления для момента времени  $t_i=t_{i-1}+\Delta t$  ( $i=1, 2, 3, \dots$ ) выполняются по формулам с шагом по времени  $\Delta t=(0,05 \div 0,1)T$ :

$$v_{z_i} = \left( v_{z_{(i-1)}} + \frac{c_{z_{(i-1)}}}{b} \right) e^{-\frac{t_i}{T}} - \frac{c_{z_{(i-1)}}}{b},$$

$$v_{y_i} = \left( v_{y_{(i-1)}} + \frac{c_{y_{(i-1)}}}{b} \right) \cdot e^{-\frac{t_i}{T}} - \frac{c_{y_{(i-1)}}}{b}, \quad (7)$$

$$z_i = z_{i-1} + 0,5(v_{z_{(i-1)}} + v_{z_i})\Delta t, \quad y_i = y_{i-1} + 0,5(v_{y_{(i-1)}} + v_{y_i})\Delta t,$$

$$\tau_i, \quad n_i = f(z_i, y_i).$$

Траектории движения тяжелых и легких частиц в МЖ отличаются. Для тяжелых частиц  $\bar{F}_T > (\bar{F}_A + \bar{F}_M)$ . В уравнениях движения (3), (4), (7)  $c_Y > 0$  и  $v_{Yi} < 0$ , что приводит к уменьшению  $y$  с ростом времени  $t$ . Примером является погружение свинцовой частицы на рис. 2.

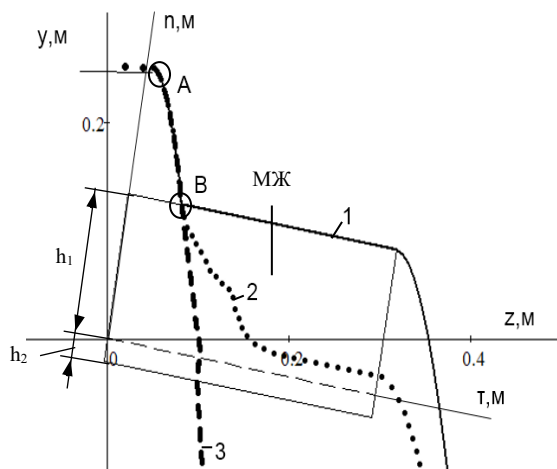


Рис. 2. Траектории движения немагнитных частиц в МЖ: 1 – алюминий ( $\rho=2700 \text{ кг/м}^3$ ), 2 – цинк ( $\rho=7120 \text{ кг/м}^3$ ), 3 – свинец ( $\rho=11340 \text{ кг/м}^3$ )

Для легких частиц для некоторого значения нормальной координаты  $n$  выполняется равенство  $F_M + F_{An} - F_{Tn} = 0$ . На этом уровне  $n$  частица спускается под действием результирующей силы  $\Sigma F_t = (F_T - F_A) \cdot \sin \alpha - F_B$  касательного направления. В рассмотренном примере (рис. 2) алюминиевая частица движется на верхней поверхности МЖ, цинковая - внутри слоя МЖ. По значению скоростей на выходе частиц из МЖ можно определить производительность процесса сепарации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Берковский, Б.М. Магнитные жидкости / Б.М.Берковский, В.Ф.Медведев, М.С.Краков. – М.: Химия, 1989. – 240с.
2. Страдомский Ю.И., Казаков Ю.Б., Филиппов В.А. Анализ движения сепарируемых частиц в зазоре сепаратора на основе нанодисперсных магнитных жидкостей. II Всероссийская научная конференция «Физико-химические проблемы магнитных дисперсных наносистем». Ставрополь, 2009 г. Сборник научных трудов, с. 246 – 252.

## ДИСПЕРСИОННЫЕ СРЕДЫ ДЛЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ СМАЗОЧНЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

**Болотов А.Н.<sup>1</sup>, Новикова О.О., Новиков В.В.**

ФГБОУВО «Тверской государственной технической университет»,  
г. Тверь, Российская Федерация  
E-mail: alnikbltov@rambler.ru<sup>1</sup>

**Аннотация.** Наиболее важной структурной компонентой новых жидких смазочных материалов – смазочных магнитных жидкостей является дисперсионная среда. Проведен комплексный анализ триботехнических и физико-химических свойств различных по химической природе жидкостей, представляющих интерес для получения смазочных магнитных жидкостей на их основе. Предложен ряд жидкостей, на базе которых можно синтезировать магнитные масла с хорошими смазочными свойствами в различных условиях трения.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, смазывание, дисперсионная среда, трение, износ.

## DISPERSION MEDIA FOR PERSPECTIVE LUBRICANT MAGNETIC LIQUIDS

**Bolotov A.N.<sup>1</sup>, Novikova O.O., Novikov V.V.**

Tver State Technical University, Tver, Russian Federation  
E-mail: alnikbltov@rambler.ru<sup>1</sup>

**Annotation.** The most important structural component of new liquid lubricants - lubricating magnetic fluids is the dispersion medium. A comprehensive analysis of the tribological and physicochemical properties of liquids of various chemical nature that are of interest for the production of lubricating magnetic fluids based on them is carried out. A number of fluids have been proposed on the basis of which it is possible to synthesize magnetic oils with good lubricating properties under various friction conditions.

**Key words:** magnetic fluid, lubrication, dispersion medium, friction, wear.



БОЛОТОВ Александр Николаевич, окончил в 1976 году физический факультет Тверского государственного университета. В 1993 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме «Триботехника магнитопассивных и магнитожидкостных подшипниковых опор скольжения». С 1995 года является заведующим кафедры прикладной физики ТвГТУ. Имеет более 250 научных публикаций, в том числе более 200 статей, более 30 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ, 40 статей в иностранных журналах, 6 монографий, изданных российскими и зарубежными издательствами.



НОВИКОВА Ольга Олеговна окончила в 1990 году Калининский политехнический институт. В 1996 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме "Теоретическое и экспериментальное обоснование расчета узлов трения с твердосмазочными покрытиями». С 2002 года работает в должности доцента кафедры прикладной физики ТвГТУ. Имеет более 120 научных публикаций, в том числе более 100 статей, 5 патентов РФ, 2 монографии, изданные российскими и зарубежными издательствами.



НОВИКОВ Владислав Викторович, окончил в 1991 году Калининский политехнический институт. В 1998 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме "Создание и комплексное исследование алмазосодержащих керамических трибоматериалов для узлов трения различного назначения". С 2005 года работает в должности доцента кафедры прикладной физики ТвГТУ. Имеет более 120 научных публикаций, в том числе 110 статей, 7 патентов РФ, 3 монографии, изданные российскими и зарубежными издательствами.

Магнитные жидкости, относящиеся к классу гибридных наноматериалов, созданы более тридцати лет назад, но научный и практический интерес к ним остается очень высокий. Большое внимание уделяется проблемам применения смазочных магнитных жидкостей триботехнических узлов [1-7].

Принципиальной отличительной особенностью смазочных магнитных жидкостей (СМЖ), обуславливающей их уникальные триботехнические свойства является высокая намагниченность насыщения. Но область применения СМЖ ограничивается экономическими причинами – достаточно высокой стоимостью масла, магнитной системы и т.д. В связи с этим наиболее востребованы СМЖ в космической и авиационной технике, робототехнике и химическом машиностроении, для смазки трибоузлов, работающих при граничном или смешанном трении, смазываемых дискретно через значительные промежутки времени, причем ограниченным объемом масла [1,2,7].

Представление о магнитных смазочных материалах (маслах) как об адаптированных к условиям граничного трения (например, с помощью присадок) традиционных трехкомпонентных магнитных жидкостях является совершенно не верным. Именно потому, что в магнитожидкостных трибуозлах пытались использовать стандартные магнитные жидкости, а не специально созданные магнитные смазочные масла, эти узлы не показали убедительных преимуществ и научный интерес к ним стал угасать. Стало очевидным, что магнитные смазочные масла изначально должны синтезироваться с учетом специфических требований, предъявляемых к их структуре и свойствам и опираясь на обширный технологический опыт получения магнитных жидкостей [1-3].

Основным компонентом любого смазочного масла является дисперсионная среда, содержание которой доходит до 80 об.%. Именно от ее свойств в значительной мере зависят физико-химические и смазочные свойства конечного продукта. Отсюда вытекает цель данной работы – из обширного количества различных по химической природе жидких материалов, на основе трибоиспытаний и анализа функциональных свойств, выбрать наиболее перспективные жидкости для получения магнитных смазочных масел на их основе.

Исходя из требований, предъявляемых к магнитным маслам для узлов трения, дисперсионная среда (жидкость-носитель) должна обладать следующими характеристиками: низкой испаряемостью; оптимальными вязкостно-температурными свойствами; хорошими смазочными свойствами при граничной смазке; высокой устойчивостью к окислению в присутствии мелкодисперсного магнетита; стабильностью магнитных и реологических свойств; невысокой стоимостью. Выбор дисперсионной среды для магнитного масла определяется требованиями к вязкостно-температурным характеристикам и испаряемости, которые достаточно высоки. В частности, высокая температура застывания препятствует широкому применению углеводородных масел и  $\alpha$  – олефинов, которые традиционно используются в качестве основы смазочных материалов.

Достаточно условно магнитные смазочные жидкости можно разделить на три группы – высоковязкие ( $\geq 1 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ), средневязкие ( $1 \div 0,4 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ) и низковязкие ( $\leq 0,4 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ). Для получения смазочных магнитных жидкостей первой и второй группы наиболее полно, с учетом различных физических свойств, отвечают некоторые марки кремнийорганических жидкостей (олигоорганосилоксанов). Смазочную способность олигоорганосилоксанов определяли для олигомеров различной структуры, которые представляют основные группы кремнийорганических жидкостей: олигодиметилсилоксаны (ПМС-100), олигодизетилсилоксаны

(ПЭС-5), олигометилтиенилсилоксаны (ФМ-6), олигометил (хлорфенил)силоксаны (ХС-2-1ВВ), олигометилтиенилсилоксаны (ПМТС-5), олигометилфторорганосилоксаны (ФС-56). Все указанные жидкости работоспособны в широком интервале температур, имеют низкую испаряемость и не вызывают коррозию конструкционных материалов. Результаты трибоиспытаний рассматриваемых олигоорганосилоксанов сведены в таблице 1. Все испытания проводились на машинах трения описанных в [2]. Материалы пары трения: сталь – сталь.

Таблица 1.

**Смазочные свойства дисперсионных сред высоко- и средневязких смазочных магнитных жидкостей (f - коэффициент трения, I<sub>н</sub>- интенсивность линейного износа, d - диаметр пятна износа)**

Марка смазочной жидкости	Машина трения МТП		Машина трения МТШ	
	f	I <sub>н</sub> ·10 <sup>9</sup>	f	d, СМЖ
1. ПМС-100р	-	-	0,25	0,89
2. ПЭС-5	0,12	9	0,21	0,47
3. ФМ-6	0,15	5,9	0,30	1,20
4. ХС-2-1ВВ	0,03	0,5	0,21	0,68
5. ПМТС-5	0,18	25	0,11	0,60
6. ФС-56	-	-	0,13	0,42
7. ВМ-4	0,16	15,4	0,13	0,42

Химическая активность смазочных материалов определяется наличием реакционноактивных групп типа - Cl; -S-S;  $-P \leq \frac{0}{\text{ce}}$  и др., их способностью к триботехническим реакциям и образованию устойчивых к износу слоев или сплавов, снижающих силу трения и предотвращающих заедание. Особенно сильно проявляют такие свойства олигометил(хлорфенил)силоксаны (ХС-2-1ВВ) и олигометилтиенилсилоксаны (ПМТС-5).

Из результатов триботехнических испытаний, представленных в табл. 1 видно, что смазочные характеристики некоторых жидкостей меняются в зависимости от величины контактного давления. Так, масло ХС-2-1ВВ имеет низкую интенсивность линейного износа и коэффициент трения (~0,03) при давлении 4,2 МПа (пальчиковая машина трения МТП). Такие хорошие фрикционные характеристики могут быть объяснены образованием хлоридов железа, предотвращающих задиры, за счет наличия активного хлора фенильного ядра способного

вступать в химическую реакцию с металлом. Однако при высоком контактном давлении (шариковая машина трения МТШ) и соответственно ярко выраженном граничном трении, противоизносные свойства ХС-2- 1ВВ существенно хуже других жидкостей.

При высоких контактных нагрузках низкий износ имеет жидкость ПЭС-5. Но если хорошая смазочная способность ХС-2-1ВВ объясняется прежде всего химическим взаимодействием материалов пары трения и магнитного масла, то низкий износ у ПЭС-5 обусловлен образованием прочных адсорбционных слоев, защищающих поверхность от металлического контакта. Так же фактором, влияющим на уменьшение износа в условиях граничного трения, является давление затвердевания (стеклования), у ПЭС-5 оно наиболее высокое - около 2000 МПа. Большинство чистых кремнийорганических жидкостей, включая ПЭС-5, не подходят для эластогидродинамической смазки из-за низкого пьезокоэффициента вязкости и (или) высокого давления стеклования.

Жидкость ПМТС-5 показала низкий коэффициент трения ( $\sim 0,11$ ), при испытаниях на машине МТШ. Характерно, что наблюдается резкое снижение коэффициента трения сразу после начала испытаний. Это вызвано химическими процессами в зоне трибоконтакта, связанными с образованием сульфидных слоев, обладающих противозадирными свойствами, за счет вступления в реакцию с металлом на поверхности серы олигосилоксана.

Для фторсодержащих соединений характерно высокое смазочное действие - хорошие противоизносные и фрикционные характеристики (ФС-56). Это обуславливается спецификой адсорбции олигометилфторсилоксанов на поверхности металлов, а также образованием прочных фторсодержащих соединений.

В табл. 1 также показаны результаты испытаний углеводородного вакуумного масла ВМ-4. Сравнение его смазочной способности и трибосвойств синтетических жидкостей показало, что почти все олигосилоксаны (кроме ФС-56), уступают по фрикционным показателям углеводородному маслу при высоких контактных давлениях. Но при средних давлениях свойства смазочных магнитных жидкостей сопоставимы, или значительно превосходят трибохарактеристики масла ВМ-4.

На основе вакуумного масла ВМ-4 создано смазочная магнитная жидкость с высокой намагниченностью (около 30 кА/м), не слишком высокой вязкостью, но оно достаточно интенсивно испаряется, недостаточно хорошо смазывает металлические поверхности и застывает уже при  $-15^{\circ}\text{C}$ .

Как видно из результатов триботехнических испытаний, приведенных в табл. 1, для создания магнитных смазочных масел, работающих в реальном трибосопряжении на материалах пары трения сталь – сталь, в режиме

граничной смазки и при высоких контактных давлениях в качестве дисперсионных сред, наиболее целесообразно использовать синтетические жидкости ПЭС-5, ФС-55. Недостатком жидкости ФС-56 является ограниченная растворимость углеводородных ПАВ - стабилизаторов.

В качестве основы высоковязких смазочных магнитных жидкостей может быть выбрана синтетическая кремнийорганическая жидкость ПЭС-5, имеющая низкую испаряемость, хорошую реологию при низких и высоких температурах и удовлетворительные смазочные свойства.

На основании результатов фрикционных испытаний и анализа физико-химических свойств, в качестве основы умеренно вязких смазочных магнитных жидкостей может быть выбрана синтетическая кремнийорганическая жидкость ХС-2-1ВВ. Она обладает малой испаряемостью, хорошими реологическими характеристиками при низких температурах, а также высокими смазочными свойствами при различных нагрузках.

В табл. 2 представлены свойства жидкостей, перспективных для создания на их основе смазочных магнитных жидкостей с низкой вязкостью. По совокупности физических и смазочных свойств преимущество имеет диоктиловый эфир себаценовой кислоты ДОС (диоктилсебацнат) на основе которого магнитные жидкости долгое время не синтезировались. Низкий износ поверхностей, смазанных ДОС при различных режимах трения, объясняется формированием прочных адсорбционных слоев, которые защищают поверхности от металлического контакта. Известные нам магнитные жидкости на основе маловязкого полиэтилсилоксана (ПЭС-В-2) по сравнению с аналогичными жидкостями на основе ДОС слабо испаряются, но имеют в 2 - 3 раза более высокую вязкость и склонны к полимеризации в условиях трения даже при нормальной температуре.

Таблица 2.

**Смазочные и физико-химические показатели дисперсионных сред для маловязких смазочных магнитных жидкостей (Р - давление насыщенного пара, Тз - температура застывания жидкости,  $\eta$  - динамическая вязкость)**

Жидкости	Машина трения МТП		Машина трения МТШ		Тз, °С	Р (пара) (20°С), Па	$\eta$ (20°С), Па·с
	f	$I_h \cdot 10^9$	f	d, СМЖ			
ДОС	0,07	0,6	0,17	0,40	-60	$10^{-4}$	0,02
ДБС	0,08	2,3	0,17	0,42	-12	$10^{-3}$	0,01
ДОФ	0,18	3,1	0,18	0,54	-50	$10^{-3}$	0,08
ПЭС-В-2	0,12	9	-	-	-70	$10^{-5}$	0,015
ТКФ	0,10	0,7	-	-	-36	$10^{-3}$	0,11
ПОМ	0,10	6,1	0,10	0,48	-135	$10^{-7}$	0,03



Рассматривалась возможность применения других синтетических жидкостей для создания магнитных жидкостей для смазывания. Так, например, хорошие антифрикционные характеристики показал также трикрезилфосфат (ТКФ), однако продукты окисления этого масла (фосфорная кислота, неполные эфиры фосфорной кислоты) образующиеся при термомеханических воздействиях, проявляют сильную коррозионную активность, что ограничивает применение фосфатов в качестве основы смазочных материалов. Смазочные свойства перфторэфира ПОМ далеко не лучшие, но эти свойства у магнитного масла на его основе становятся уникально высокими [7]. Однако для широкого применения смазочная магнитная жидкость на основе ПОМ не подходит из-за высокой стоимости.

Таким образом, универсальной маловязкой смазочной жидкостью при различных контактных давлениях является ДОС. Диоктилсебацат имеет более высокие противозносные свойства по сравнению с олигоорганосилоксанами, но уступает в низкотемпературных характеристиках, и имеет более высокую испаряемость. Магнитные жидкости на основе ДОС могут широко использоваться в атмосферных узлах трения, работающих при граничной и гидродинамической смазке, при не слишком низких температурах.

Для получения смазочных магнитных жидкостей с низкой вязкостью кроме диоктилсебацата (ДОС), могут хорошо подойти и другие диэфиры (табл. 3): дибутилсебацат (ДБС), диоктилфталат (ДОФ). Жидкость ДОС выделяется наиболее низкими значениями давления насыщенного пара и температуры застывания (табл. 3). У жидкостей ДОС и ДБС вязкость приблизительно одинаковая, а у жидкости ДОФ в несколько раз выше.

Таким образом, на основании выполненных комплексных исследований различных по химической природе жидкостей, показано, что в качестве основы (дисперсионной фазы) для получения магнитных смазочных жидкостей могут хорошо подойти некоторые кремнийорганические жидкости и ряд диэфиров карбоновой кислоты.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Орлов, Д.В. Магнитные жидкости в машиностроении / Д.В. Орлов, Ю.О. Михалев, Н.К.Мышкин. М.: Машиностроение, 1993. 272 с.
2. Болотов, А.Н. Триботехника магнитопассивных опор скольжения: монография / А.Н. Болотов, В.Л. Хренов. Тверь: ТвГТУ, 2008. 124 с.
3. Uhlmann E. Application of magnetic fluids in tribotechnical systems // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2002 (252). № 11. P. 336-340.
4. Болотов, А. Н. Теоретические и экспериментальные исследования процессов в триботехнических системах: монография / А. Н. Болотов, В. В. Измайлов, М. В. Новоселова. — Тверь: ТвГТУ, 2019. — 163 с.

5. Ермаков, С.Ф. Влияние смазочных материалов и присадок на триботехнические характеристики твердых тел. Часть 2. Активное управление трением // Трение и износ. 2012 (33). № 3. С. 275-283.
6. Болотов, А.Н. О зависимости коллоидной устойчивости магнитных жидкостей от диэлектрической проницаемости стабилизатора и дисперсионной среды / А.Н. Болотов, В.В. Новиков, О.О. Новикова // Известия высших учебных заведений. Серия: Химия и химическая технология. 2017. Т. 60. № 4. С. 75-81.
7. Курапов, П.А. Трение и работоспособность сопряжений в условиях использования микрогетерогенных смазочных композиций: автореф. дисс. ... д-ра техн. наук: 05.02.04. М., 2011. 39 с.

## ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ ФЕРРОЖИДКОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**Хохрякова К.А., Шмырова А.И., Мизева И.А.**  
Институт механики сплошных сред, филиал ПФИЦ УрО РАН  
г. Пермь, Российская Федерация  
E-mail: bca@icmm.ru

**Аннотация.** В данной работе предлагается новый экспериментальный способ исследования поверхностного натяжения магнитной жидкости во внешнем однородном магнитном поле, в зависимости от ориентации вектора напряженности относительно границы раздела жидкость-газ. Исследование проводилось с помощью модифицированного метода капиллярных волн в ортогональном к поверхности жидкости магнитном поле и методом отрыва кольца в случае продольного поля. Обнаружено, что поверхностное натяжение феррожидкости падает с ростом напряженности ортогонального границе раздела магнитного поля и с ростом частоты акустических колебаний. Рост напряженности поля, продольно направленного границе раздела, приводит к росту поверхностного натяжения магнитной жидкости.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость, поверхностное натяжение, интерферометрия, тензиометрия, магнитное поле, капиллярные волны

## FERROFLUID SURFACE TENSION IN A MAGNETIC FIELD

**Khokhryakova C.A., Shmyrova A.I., Mizeva I.A.**  
Institute of Continuous Media Mechanics, Perm, Russian Federation  
E-mail: bca@icmm.ru

**Annotation.** In this paper, we propose a new experimental method for studying the surface tension of a magnetic fluid in an external uniform magnetic field, depending on the orientation of the magnetic field intensity towards the liquid-gas interface. The study was carried out with the help of modified capillary wave method in a magnetic field orthogonal to the liquid surface and with the ring detachment method in the case of a longitudinal field. The surface tension of the ferrofluid decreases with increasing intensity of the orthogonal magnetic field interface and with increasing frequency of acoustic vibrations. However, an increase in the field strength longitudinally directed to the interface provokes an increase in the surface tension of the magnetic fluid.

**Keywords:** magnetic fluid, surface tension, interferometry, tensiometry, magnetic field, capillary waves



Хохрякова К.А., к.ф.-м.н.



Шмырова А.И., к.ф.-м.н.



Мизева И.А., к.ф.-м.н.

### **Введение.**

Эффекты смачивания и растекания на твердых поверхностях, а также корректный учет взаимодействия с другими несмешивающимися жидкостями в условиях деформации поверхности МЖ магнитным полем является важной прикладной задачей [1]. В большинстве исследований поверхностное натяжение МЖ считается не зависящим от величины приложенного магнитного поля и определяется свойствами жидкости основы [2]. Однако в работе [3] были получены зависимости поверхностной намагниченности и тензора поверхностных натяжений от магнитного поля, которые продемонстрировали наличие анизотропии магнитных свойств поверхности раздела.

Прямых экспериментальных исследований, посвященных измерению межфазного натяжения МЖ в магнитном поле крайне мало. На сегодняшний день можно выделить два основных подхода: 1) определение длины волны зарождающейся пиковой неустойчивости свободной и межфазной поверхностей в ортогональном магнитном поле [4]; 2) сопоставление формы вытягивающейся в продольном поле капли МЖ с модельной [5, 6].

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования зависимости поверхностного натяжения МЖ от величины напряженности и ориентации постоянного магнитного поля методом капиллярных волн [7, 8] и методом отрыва кольца [9]. Особенность метода капиллярных волн (МКВ) заключается в наложении периодических малоамплитудных возмущений немагнитной природы (акустической волны) и бесконтактной регистрации профиля субмиллиметровых цилиндрических капиллярных волн с помощью цифровой интерферометрии [8]. Данный метод позволяет избежать неустойчивости поверхности при докритических величинах ортогонального подмагничивающего поля. При этом амплитуда качания плоскости межфазной границы оказывается при этом нечувствительной к прямому воздействию магнитного поля, поскольку не превосходит по величине  $0.1^\circ$ , что меньше амплитуды качания под действием фоновых вибрационных колебаний. Максимально допустимая величина деформации меж-

фазной поверхности для данного метода составляла 50 мкм на 1 см, ограничивая тем самым величину напряженности магнитного поля, достижимого в эксперименте ( $H_{\perp} < 4.2$  кА/м), ниже критической величины напряженности, необходимой для возникновения неустойчивости Розенцвейга на поверхности.

### Методика эксперимента.

Эксперименты проводились с коллоидным раствором магнетита, стабилизированного олеиновой кислотой, на основе керосина. Плотность МЖ составляла  $\rho = 1.341$  г/см<sup>3</sup>, начальная магнитная восприимчивость  $\chi_0 = 6.7$ , концентрация частиц  $n = 1.58 \cdot 10^{23}$  1/м<sup>3</sup>, параметр диполь-дипольного взаимодействия  $\lambda = 1.1$ , средний магнитный момент  $\langle m \rangle = 3.25 \cdot 10^{-19}$  А·м<sup>2</sup>, динамическая вязкость  $\eta = 7.6$  мПа·с, намагниченность насыщения  $M_s = 51.6$  кА/м.

В ходе опыта МЖ заливалась в стеклянную ячейку диаметром 6 см с толщиной слоя 2–3 мм и помещалась в область однородного магнитного поля в центре системы двух кольцевых катушек радиусом  $R = 8$  см и с числом витков  $n = 298$ , ориентированных симметрично относительно общей оси (система катушек Гельмгольца).

Измерение поверхностного натяжения МЖ в ортогонально направленном магнитном поле  $H_{\perp}$  осуществлялось с помощью МКВ [7, 8], адаптированного для работы с непрозрачными средами с учетом влияния магнитного поля на ее структурные элементы (рис. 1).

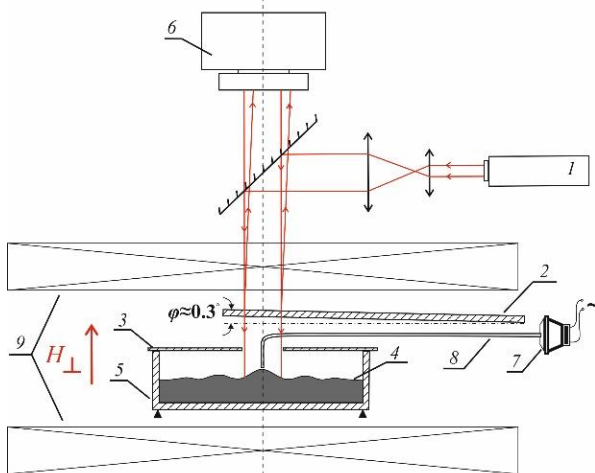


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

- 1 – He-Ne лазер, 2 – плоскопараллельная стеклянная пластина, 3 – крышка кюветы,
- 4 – свободная поверхность магнитной жидкости, 5 – рабочая ячейка, 6 – видеокамера,
- 7 – источник звуковых колебаний, 8 – трубка-волновод, 9 – катушки Гельмгольца

Регистрация мгновенной карты рельефа межфазной поверхности проводилась методом оптической интерференции опорного и предметного пучков. Луч от He-Ne лазера 1, проходящий систему линз, преобразовывался в плоскопараллельный пучок диаметром  $\sim 1$  см. Опорный пучок, имеющий плоский волновой фронт, формировался при отражении исходного пучка от плоскопараллельной стеклянной пластины 2. Предметный пучок проходил сквозь пластину 2 и крышку кюветы 3, отражался от свободной поверхности МЖ 4, заполняющей рабочую ячейку 5, и интерферировал с опорным на матрице видеокамеры 6 (Ваumer TXG50, Германия). Изображение с камеры передавалось на персональный компьютер, где в режиме реального времени с помощью программного пакета IntelliWave (Mahr GmbH, Германия) осуществлялась расшифровка интерферограмм и восстановление формы волнового фронта.

Капиллярные волны на свободной поверхности МЖ возбуждались акустическими колебаниями в диапазоне частот 150–400 Гц от миниатюрного динамика 7, который был подключён к генератору синусоидальных колебаний. Для локализации воздействия упругих волн от механически колеблющейся мембраны динамика использовалась медная трубка-волновод 8 с керамическим наконечником, который подводился к границе раздела на расстояние порядка 0.1 мм. Длина волновода 8 подбиралась таким образом, чтобы динамик располагался за пределами катушек Гельмгольца для уменьшения влияния магнитного поля на частоту колебаний мембраны.

Полученные в ходе экспериментов профили поверхности после предварительной обработки в IntelliWave аппроксимировались уравнением цилиндрической волны в пакете Mathematica 9.0 [7, 8], что позволяло определить волновое число  $k$  и коэффициент затухания пространственных возмущений границы раздела  $\beta$ , характеризующий поверхностную реологию межфазной границы [8]. Далее поверхностное натяжение  $\sigma$  определялось по формуле [10, 11]:

$$\sigma = \frac{\rho}{k^3} (\omega^2 - gk) + \frac{\mu_0 H^2}{k} \left( \frac{\chi^2}{(1 + \chi_0)(2 + \chi_0)} \right) + \sqrt{\frac{8\omega\eta^2}{\rho}} - \frac{4k\eta^2}{\rho} \quad (1)$$

где  $\sigma$  – поверхностное натяжение,  $\omega = 2\pi\nu$  – угловая частота акустических колебаний;  $g$  – ускорение свободного падения. Измерения проводились при температуре окружающего воздуха  $(23 \pm 1)^\circ\text{C}$ .

Поскольку при одинаковом значении  $H_\perp$  и  $H_\parallel$  межфазная поверхность в продольном поле деформируется гораздо сильнее, чем в поперечном, измерение поверхностного натяжения МЖ в продольном магнитном поле  $H_\parallel$  осуществлялось с помощью метода отрыва кольца.

Данный метод основан на извлечении погружаемого тела из жидкости и измерении веса вытягиваемого с ним мениска [9].

Поскольку сила поверхностного натяжения по определению равна максимальному весу кольца при его вытягивании из жидкости, то для расчета поверхностного натяжения можно использовать уравнение:

$$\sigma = \frac{(m_{max} - m_0)g}{4\pi R} \quad (2)$$

где  $m_{max}$  – максимальная масса кольца вместе с мениском жидкости,  $m_0$  – масса кольца до/после отрыва,  $R$  – радиус кольца.

### Результаты эксперимента

Использование уравнения (1) позволило получить зависимости  $\sigma(H_{\perp})$  (рис. 2). Относительное изменение величины поверхностного натяжения с ростом параметров не превышает 1%, а абсолютная величина  $\sigma$  сохраняет тенденцию к уменьшению.

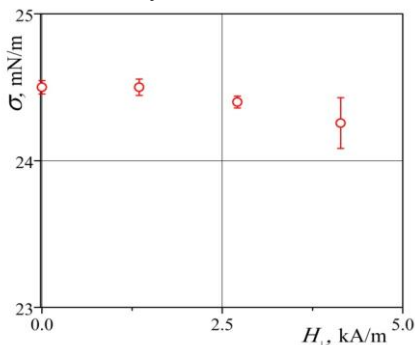


Рис. 2. Зависимость поверхностного натяжения МЖ, рассчитанного по формуле (1), от напряженности ортогонально направленного магнитного поля  $H_{\perp}$

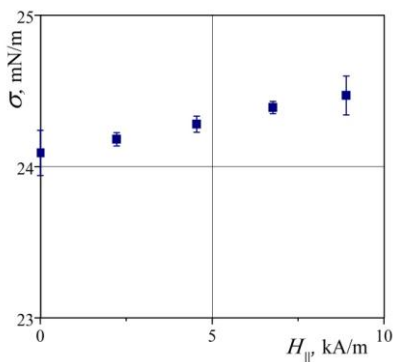


Рис. 3. Зависимость поверхностного натяжения МЖ, рассчитанного по формуле (2), от напряженности продольно направленного магнитного поля  $H_{\parallel}$

На рис. 3 представлена экспериментально определенная зависимость поверхностного натяжения магнитной жидкости от напряженности продольного магнитного поля  $H_{\parallel}$ , полученная методом отрыва кольца. Из графика видно, что рост напряженности поля приводит к увеличению межфазного натяжения жидкость-газ. Относительное изменение величины при этом также не превышает 1%.

#### **Заключение.**

Полученные в эксперименте результаты качественно согласуются с теоретическими предсказаниями: поверхностное натяжение монотонно возрастает с увеличением тангенциальной составляющей поля и монотонно убывает с увеличением его нормальной компоненты [7].

*Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 20-01-00648 А.*

#### **СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Latikka M., Backholm M., Timonen J., Ras R. Wetting of ferrofluids: Phenomena and control // *Current Opinion in Colloid & Interface Science*. 2018. Vol. 36. P. 118–129.
2. Фертман В.Е. Магнитные жидкости. Справочное пособие. Минск: Вышэйшая школа, 1988. 184 с.
3. Голубятников А.Н., Субханкулов Г.И. Поверхностное натяжение магнитных жидкостей // *Магнитная гидродинамика*. 1986. № 1. С. 73–78.
4. Amin M.S., Elborai S., Lee S.-H., He X., Zahn M. J. Surface tension measurement techniques of magnetic fluids at an interface // *Ap. Phys*. 2005. Vol. 97. P. 1–3.
5. Sudo S., Hashimoto H., Ikeda A. Measurements of the surface tension of a magnetic fluid and interfacial phenomena // *JSME*. 1989. Vol. 32, Is. 1. P. 47–51.
6. Afkhami S., Tyler A.J., Renardy Y., Renardy M., Woodward R.C., Riffle J.S. Deformation of a hydrophobic ferrofluid droplet suspended in a viscous medium under uniform magnetic fields // *J. Fluid Mechanics*. 2010. Vol. 663. P. 358–384.
7. Шмырова А.И., Мизёва И.А., Артамонова П.А. Модификация метода капиллярных волн // *Вестник Пермского Университета. Физика*. 2018. № 3. Т. 41. С. 32–38.
8. Shmyrov A., Mizev A., Shmyrova A., Mizeva I. Capillary wave method: An alternative approach to wave excitation and to wave profile reconstruction // *Physics of Fluids*. 2019. No. 31. Vol. 1. P. 012101–8.
9. Русанов А.И., Прохоров В.А. Межфазная тензиометрия. А. СПб.: Химия, 1994. 397 с.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. Теоретическая физика: т. VI (3-е изд., перераб. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. 736 с.)
11. Behrooz F., Smith J., Even W. Stokes' dream: Measurement of fluid viscosity from the attenuation of capillary waves // *Am. J. Phys*. 2010. No. 78. Vol. 11. P. 1165–9.
12. Жуков А.В. Структура границы раздела магнитной и обычной жидкостей. Модель несмешивающихся фаз // *Изв. РАН. МЖГ*. 2016. № 1. С. 18–28.



## АВТОРСКИЙ ИНДЕКС

### А

Анисимов Н.В. 230  
 Арефьев И.М. 139  
 Ассоров П.С. 65, 168, 179, 191

### Б

Барочкин А.Е. 144  
 Басова Е.В. 150  
 Бахтияров А.В. 7, 84  
 Баштовой В.Г. 31  
 Белых С.С. 79  
 Болотов А.Н. 287  
 Борин Д.Ю. 84  
 Брусенцов Н.А. 230

### В

Ведерникова И.И. 250, 256  
 Власов А.М. 244, 250, 256

### Г

Гладких Д.В. 128  
 Голубева И.С. 230  
 Гуляев М.В. 230  
 Гупало М.А. 104, 223

### Д

Демин М.С. 163  
 Диканский Ю.И. 128, 134, 139  
 Дроздов А.С. 134

### Е

Егоров И.С. 111, 116  
 Ерин К.В. 79

### Ж

Жуков В.П. 144

### З

Загадская А.А. 31  
 Закинян А.А. 128  
 Зарипов А.К. 22  
 Зверев В.С. 104, 223  
 Зубарев А.Ю. 36, 157

### И

Иванов А.С. 53, 59  
 Исприян А.Г. 128, 134, 139

### К

Казаков Ю.Б. 244, 250, 256  
 Кашевский С.Б. 186

Колесниченко Е.В. 122  
 Комилов К. 22  
 Коротков А.А. 211  
 Косков М.А. 198  
 Куникин С.А. 134, 139

### Л

Лабкович О.Н. 204  
 Лобанов Д.А. 7, 84

### М

Макаров Д.В. 15, 91, 98  
 Меркулов Д.И. 72, 269  
 Мизева И.А. 295  
 Мизонов В.Е. 150  
 Митрофанов А.В. 150  
 Морозов Н.А. 111, 116, 277  
 Морозова Т.Ф. 163  
 Мусихин А.Ю. 157

### Н

Налетова В.А. 72, 269  
 Нестеров С.А. 277  
 Новак Е.В. 104, 223  
 Новикова О.О. 287  
 Новиков А.А. 98  
 Новиков В.В. 287

### П

Пелевина Д.А. 72, 269  
 Петров Д.А. 42, 48  
 Пирогов Ю.А. 230  
 Погирицкая С.Г. 204  
 Полетаев В.А. 244, 250, 256  
 Полунин В.М. 27  
 Полянский В.А. 230  
 Пшеничников А.Ф. 53, 198

### Р

Рекс А.Г. 31  
 Ряполов П.А. 27, 31

### С

Сайкин М.С. 262  
 Семеренко Д.А. 7  
 Симоновский А.Я. 65, 168, 179, 191  
 Скоков П.К. 48  
 Соколов Е.А. 27, 31  
 Сокольчик Д.П. 15

Степанов Г.В. 7, 84  
Стишков Ю.К. 211  
Стороженко П.А. 7, 84  
Страдомский Ю.И. 283

**Т**

Турков В.А. 72, 269

**У**

Убайди Абдул Маджид 22

**Ф**

Федосеева В.П. 262

**Х**

Халилов Т.И. 91  
Хохрякова К.А. 53, 122, 295

Худoley А.Л. 186

**Ч**

Чернобай В.А. 204  
Чириков Д.Н. 36

**Ш**

Шарова О.А. 72  
Шаталов Н.А. 65, 168, 179, 191  
Шмырова А.И. 295  
Шумилова М.С. 144

**Я**

Яновский А.А. 65, 168, 179, 191

Otwinowski H. 144  
Tannous K. 150

**19–я Международная Плесская научная конференция  
по нанодисперсным магнитным жидкостям**

**Сборник научных трудов**  
*Электронное издание*

ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический  
университет имени В.И. Ленина»  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34