



IPCMF 21

**XXI
ВСЕРОССИЙСКАЯ
С МЕЖДУНАРОДНЫМ УЧАСТИЕМ
ПЛЕССКАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО НАНОДИСПЕРСНЫМ
МАГНИТНЫМ ЖИДКОСТЯМ**

**сентябрь, 2024
Иваново, Россия**

**Сборник
научных трудов**

Организована
Ивановским государственным энергетическим университетом имени
В.И. Ленина (ИГЭУ)
Совместно
с Министерством науки и высшего образования РФ
Академией электротехнических наук РФ

XXI всероссийская с международным участием Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям организована Министерством науки и высшего образования 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 XXI всероссийской с международным участием
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 978-5-00062-621-4

© ФГБОУВО «Ивановский государственный
энергетический университет
имени В.И. Ленина», 2024

СОДЕРЖАНИЕ

СЕКЦИЯ «ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ СИНТЕЗА НОВЫХ МАГНИТНЫХ НАНОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ» (магнитные жидкости, магнитоологические суспензии, ферросмектики, ферронематики, магнитные полимеры и др.)	6
Боженко, С.А., Туркин С.Д., Закинян А.Р., Чернышов А.В. Взаимодействие микроволнового излучения с композитами на основе магнитных коллоидов.	7
Радужнов Д.И., Соловьева А.Ю., Елфимова Е.А. Исследование магнитных свойств анизотропных магнитоактивных полидисперсных композитных материалов: влияние направления намагничивающего поля	10
Мусихин А.Ю., Зубарев А.Ю. Моделирование одноосных напряжений в эластомерах	13
Иванов А.С. Об эффективной длине молекул ПАВ на поверхности магнетитовых частиц	17
СЕКЦИЯ «ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И КОЛЛОИДНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ, ПРОЦЕССЫ АГРЕГАЦИИ»	22
Меркулов Д.И., Пелевина Д.А., Турков В.А., Налетова В.А. Взаимодействие сферических анизотропных намагничивающихся тел в магнитном поле	23
Диканский Ю.И., Дроздов А.С., Дорошко Д.С., Бабкин А.И., Ли Е.С. Исследование электрофореза в магнитных коллоидах магнитными методами	30
Елфимова Е.А., Иванов А.О. Парные корреляции осей легкого намагничивания суперпарамагнитных частиц в жидкой матрице-носителе	33
Петров Д.А., Копыткова Е.А. Переходы типа фредерикса в суспензиях гётитовых наностержней на основе нематических жидких кристаллов	39
Иванов А.С., Сомов С.А. Экспериментальный метод измерения бинодальной кривой магнитной жидкости	47
Чемезова Е.А., Соловьева А.Ю., Елфимова Е.А. Намагничивание агрегатов магнитных гранул фракталоподобной структуры	52
Грохотова Е.В., Сокольский С.А., Соловьева А.Ю., Елфимова Е.А. Магнитный отклик квазисферических многогранульных частиц с изотропной пространственной структурой	57
Соловьева А.Ю., Елфимова Е.А., Иванов А.О. Ориентационное упорядочение осей легкого намагничивания в суспензии взаимодействующих суперпарамагнитных наночастиц под действием постоянного магнитного поля	63
Субботин И.М., Иванов А.О. Динамика процесса намагничивания феррожидкости под воздействием внешнего однородного магнитного поля	69

Зверев В.С., Иванов А.О. Магнитогранулометрический анализ феррокомпозитных материалов по данным кривой динамического гистерезиса	75
Русанов М.С., Елфимова Е.А., Зверев В.С. Оценка точности аппроксимационных формул динамической восприимчивости ансамбля подвижных взаимодействующих частиц с помощью компьютерного моделирования	79
Диканский Ю.И., Гладких Д.В., Дорошко Д.С. Влияние электрического и магнитного полей на магнитную восприимчивость магнитного коллоида, содержащего намагнитченные агрегаты	85
СЕКЦИЯ «МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА, ТЕПЛО- И МАССООБМЕН, КОНВЕКЦИЯ И ВОЛНЫ»	89
Добросердова А.Б., Канторович С.С. Компьютерное моделирование наногелей топологии «ядро-оболочка» для направленного транспорта лекарств	90
Кононенко Д.В., Закинян А.Р. Влияние локальных полей на деформацию капель в магнитных эмульсиях в постоянном магнитном поле	95
Бекетова Е.С., Диканский Ю.И. Температурная зависимость процессов деформации микрокапель магниточувствительной эмульсии во внешних полях	99
Жуков В.П., Кокулин И.А., Виноградов В.Н. Исследование капельного уноса при испарении перегретой жидкости	104
Иванов А.С., Косков М.А., Сомов С.А. Измерение коэффициента трения в цилиндрическом слое магнитной жидкости, движущемся аксиально	110
Косков М.А., Пшеничников А.Ф. Некоторые аспекты исследования движения феррожидкости через термомагнитный насос	114
Мкртчян В.Д., Диканский Ю.И. Влияние магнитного поля на термоминзовый эффект в наномагнитных коллоидах	118
Сергеев М.Н. Движение частиц магнитной наножидкости в магнитном поле	123
Закинян А.Р., Месяцева Л.С. Тепловая и электрическая перколяция в композиционных магнитных коллоидах	126
Чернышов А.В., Закинян А.Р. Падение и распад конечных объемов магнитной жидкости в ячейке хеле-шоу в однородном магнитном поле	129
Рекс А.Г. Влияние неоднородного магнитного поля на траекторию всплывающих пузырей в магнитной жидкости	132
Лабкович О.Н., Погирницкая С.Г., Рекс А.Г., Чернобай В.А. Оптимизация гидродинамических процессов в магнитоожидкостных подшипниках скольжения наномасштабными структурами	138
Ряполов П.А., Соколов Е.А., Калюжная Д.А., Шельдешова Е.В. Магнитоактивные эмульсии на основе магнитных жидкостей в микрофлюидных чипах	144

Агейкин Н.А., Фионов А.С., Дацук Е.Р., Колесов В.В., Анисимкин В.И. Объемные акустические волны в магнитных жидкостях: эффекты структуризации	149
Беляева Т.Д., Канторович С.С., Новак Е.В. Оптимизация транспорта активных магнитных частиц анизометричной формы	154
СЕКЦИЯ «ПРИМЕНЕНИЕ НАНОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ В ТЕХНИКЕ, МЕДИЦИНЕ, БИОЛОГИИ И ЭКОЛОГИИ»	160
Федоров О.Л. Методика испытаний мжу для герметизации жидких сред	161
Геннадьева А.М., Калаева С.З., Морозов Н.А. Исследование возможности объемной очистки сточных вод от нефтепродуктов с помощью магнитной жидкости	168
Иванов А.С., Косков М.А., Крыласова О.С. Конфигурация магнитного поля в тонком контактном слое магнитной жидкости между твердой немагнитной стенкой и коаксиальной системой постоянных магнитов	176
Пелевина Д.А., Меркулов Д.И., Меркулова И.И., Турков В.А., Налетова В.А. Теоретическое исследование модели насоса-дозатора на основе магнитной жидкости	180
Сомов С.А., Косков М.А., Иванов А.С., Степанов Г.В. Виброиспытания демпфера на основе магнитного эластомера	187
Сплендер П.В., Сайкин М.С. Конструктивные пути совершенствования магнитожидкостных датчиков вибраций	191
Казаков Ю.Б., Егоров И.С., Нестеров С.А. Магнитожидкостный демпфер - линейный генератор	198
Беляков А.Н., Шилов М.А., Басова Е.В. Влияние концентрации нанодисперсных одномерных аллотропов углерода на эффективность теплоотвода модельных смазочных материалов	205
Филиппов В.А., Шоронов В.Е. Экспериментальное определение выталкивающей силы в зазоре магнитожидкостного сепаратора	209
Нестеров С.А., Бакланов В.Д. Эксцентриситет в системе магнитожидкостной герметизации. его влияние и учет при численном моделировании	213
Морозов Н.А. Колебания цепочечных агрегатов в магнитной жидкости	220

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

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КОМПОЗИТАМИ НА ОСНОВЕ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДОВ

Боженко С.А.¹, Туркин С.Д., Закинян А.Р., Чернышов А.В.

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования

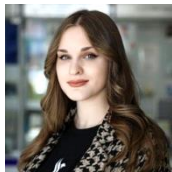
«Северо-Кавказский федеральный университет»,

Российская Федерация, 355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, д. 1

E-mail: s.semyonovaa@yandex.ru¹

Аннотация. В настоящей работе проведены теоретические исследования взаимодействия электромагнитного излучения в диапазоне сверхвысоких частот с магнитодиэлектрической эмульсией. Электродинамическое численное моделирование волнового поля в частотной области для реальной трехмерной задачи сведено к двумерной задаче по распространению плоской электромагнитной волны. Численное моделирование проводилось методом конечных элементов. Показано, что в напряженность электрического поля электромагнитной волны значительно усиливается при близком расположении водных капель

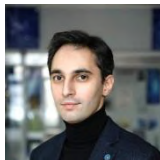
Ключевые слова: магнитодиэлектрическая эмульсия, микроволновое излучение, сверхвысокие частоты.



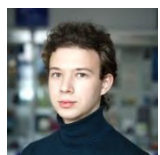
БОЖЕНКО Софья Александровна окончила магистратуру Северо-Кавказского федерального университета в 2024 году по специальности 03.04.02 «Физика». Имеет 14 научных публикаций. Из них – 3 статьи в рейтинговых международных журналах Web of Science и Scopus. В настоящее время является ассистентом кафедры экспериментальной физики физико-технического факультета ФГАОУ «Северо-Кавказский федеральный университет» г. Ставрополь.



ТУРКИН Сергей Дмитриевич окончил аспирантуру Северо-Кавказского федерального университета в 2021 году по специальности 03.06.01 «Электрофизика, электрофизические установки». В 2022 году защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук. Имеет более 15 научных публикаций. В их числе более 5 статей в рейтинговых международных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus. Является автором 7 свидетельств о гос. регистрации программ для ЭВМ. В настоящее время является доцентом кафедры теоретической и математической физики, кандидатом физико-математических наук физико-технического факультета ФГАОУ «Северо-Кавказский федеральный университет» г. Ставрополь.



ЗАКИНЯН Артур Робертович в 2010 году защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук. В 2020 году защитил диссертацию на соискание степени доктора физико-математических наук. Имеет более 140 научных работ. В их числе более 40 статей в отечественных журналах из перечня ВАК. Является автором 2 патентов на изобретение, имеет 6 свидетельств о гос. регистрации программ для ЭВМ. В настоящее время является заведующим кафедрой теоретической и математической физики, доктором физико-математических наук физико-технического факультета ФГАОУ «Северо-Кавказский федеральный университет» г. Ставрополь. Научно – исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами Президента РФ, РФФИ и РНФ.



ЧЕРНЫШОВ Андрей Владимирович окончил магистратуру Северо-Кавказского федерального университета в 2022 году. Имеет более 10 научных трудов в том числе 3 научных публикации, индексируемых в Web of Science и Scopus. Является автором 5 свидетельств о гос. регистрации программ для ЭВМ.

Научные исследования показали, что магнитодиэлектрические эмульсии типа «вода в масле» в высокой степени поглощают электромагнитное излучение в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ) [1]. Особенностью данного материала является контролируемость его внутренней структуры внешним магнитным полем. Выраженность микрогеометрии водных эмульсий – ключевой момент в достижении высокой эффективности поглощения электромагнитного излучения. Первичный теоретический анализ коэффициента поглощения СВЧ излучения магнитными эмульсиями был проведен в работе [1], где эмульсия рассматривалась в качестве сплошной среды с эффективными параметрами в коаксиальной геометрии. Модель сплошной среды на качественном уровне позволила объяснить основные экспериментальные результаты. Однако сравнительный количественный анализ возможен только при непосредственном численном электродинамическом моделировании взаимодействия электромагнитных волн с ансамблем взвешенных капель. Данная задача рассматривается в настоящей работе. Моделирование волнового поля с пространственным разрешением, позволяющим корректно описать микроструктуру эмульсии, не представляется возможным вследствие огромного количества микрокапель эмульсии в образце. По этой причине трехмерная задача распространения электромагнитной волны в волноводной линии передачи, заполненной магнитной эмульсией, сводится к решению двумерной задачи плоских волн, требующей значительно меньших вычислительных мощностей (рис. 1).

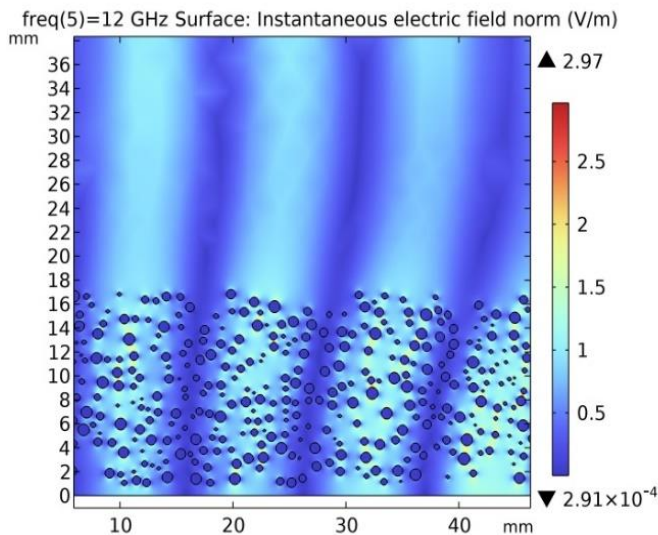


Рис. 1. Распределение модуля напряженности электрического поля электромагнитной волны, взаимодействующей со слоем водных капель

На рисунке представлены результаты численного моделирования плоской электромагнитной волны частотой 12 ГГц, распространяющейся через слой магнитной эмульсии произвольной концентрации. Отчетливо виден характер влияния капель друг на друга. Между каплями напряженность электрического поля электромагнитной волны значительно увеличивается. Данный эффект усиливается при более высоких концентрациях. Дальнейшее численное моделирование позволит определить теоретические концентрационные зависимости коэффициента поглощения и сравнить их на количественном уровне с результатами экспериментальных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Turkin, S. Absorption spectrum of magnetically structured emulsions in the centimeter range/ S. Turkin, A. Zakinyan, S. Bozhenko // *Physica Scripta*. 2024. Vol. 99. P. 14.

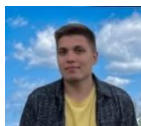
ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ АНИЗОТРОПНЫХ МАГНИТОАКТИВНЫХ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ: ВЛИЯНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ НАМАГНИЧИВАЮЩЕГО ПОЛЯ

Радушнов Д.И.¹, Соловьева А.Ю., Елфимова Е.А.

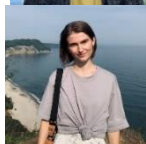
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Российская Федерация, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19,
E-mail: dmitry.radushnov@urfu.ru¹

Аннотация. В данной работе представлена полидисперсная теория статического намагничивания магнитоактивного полимерного материала с анизотропной ориентационной структурой, которая успешно сопоставляется с экспериментальными результатами и данными компьютерного моделирования. Основной целью работы являлось описание экспериментальных данных намагниченности анизотропных образцов с помощью теоретической модели и компьютерного моделирования. В рамках исследования была разработана теоретическая модель, которая учитывает поворот внешнего магнитного поля \vec{h} под разными углами, но не учитывает межчастичные диполь-дипольные взаимодействия. Компьютерное моделирование проводилось методом Монте-Карло. Полученные теоретические результаты и данные компьютерного моделирования демонстрируют хорошее соответствие с результатами экспериментов, проведенных с реальными анизотропными образцами магнитоактивного композитного материала.

Ключевые слова: магнитное поле, магнитные свойства, полидисперсность, эксперимент, компьютерное моделирование, намагниченность.



РАДУШНОВ Дмитрий Ильич окончил магистратуру Уральского федерального университета в 2024 году. В настоящее время является, инженером-исследователем в лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах.



СОЛОВЬЕВА Анна Юрьевна окончила магистратуру Уральского федерального университета в 2015 году. В 2019 году защитила кандидатскую диссертацию на тему «Структурные и магнитные свойства полидисперсных феррожидкостей: теория и компьютерное моделирование». В настоящее время является доцентом кафедры теоретической и математической физики Уральского федерального университета.



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета им. А.М. Горького в 2000 году. В 2016 году защитила докторскую диссертацию на тему «Статистическая термодинамика и физические свойства магнитных жидкостей: роль многочастичных корреляций». В настоящее время является заведующей кафедрой теоретической и математической физики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.

Магнитоактивные композитные материалы, сочетающие в себе свойства полимеров и магнитных наночастиц, представляют собой перспективный класс материалов с широким спектром применений в различных областях. Одним из ключевых методов получения таких материалов является полимеризация магнитных жидкостей - устойчивых коллоидных суспензий магнитных наночастиц в жидком носителе. Этот метод позволяет создавать композиты с контролируемой структурой и магнитными свойствами, что открывает новые возможности для их применения в различных сферах, от биомедицины до промышленной автоматизации.

В работе [1,2] были получены экспериментальные образцы композитного материала, демонстрирующие потенциал этого метода. Исследователи синтезировали магнитный коллоид, состоящий из наночастиц магнетита со средним диаметром 7.13 нм, равномерно распределенных в эпоксидной смоле. Объемная концентрация магнитного наполнителя в образцах варьировалась от 0.06% до 1.62%. Полимеризация эпоксидной смолы осуществлялась в однородном внешнем магнитном поле различной интенсивности при комнатной температуре. На следующем этапе намагниченность полимеризованных образцов измерялась в однородном магнитном поле различной величины, направленном под разными углами относительно поля полимеризации. В результате полученные образцы демонстрировали анизотропию магнитных свойств, обусловленную ориентационным текстурированием осей легкого намагничивания наночастиц, сформированным в процессе полимеризации.

Для описания экспериментальных результатов была построена теория со следующими предположениями. До полимеризации жидкой среды магнитные наночастицы свободно перемещались за счет броуновского движения (рис. 1а), поэтому магнитные моменты и оси легкого намагничивания могли менять свою ориентацию вместе с вращением тела частицы. Под действием внешнего магнитного поля полимеризации \hat{h}^p , ориентированном вдоль оси Oz , в образце формировалась термодинамически устойчивая ориентационная текстура (рис. 1б), после чего в модели наночастицы обездвижались (рис. 1в): фиксировалось их положение и ориентация осей легкого намагничивания. Дальнейшая реакция обездвиженных частиц на магнитное поле \hat{h} , которое изменяет направление относительно \hat{h}^p на угол β , имеет суперпарамагнитный характер: изменение ориентации магнитного момента происходит внутри тела наночастицы по неелевскому механизму за счет отклонения магнитных моментов от осей магнитной анизотропии частиц (рис. 1,г).

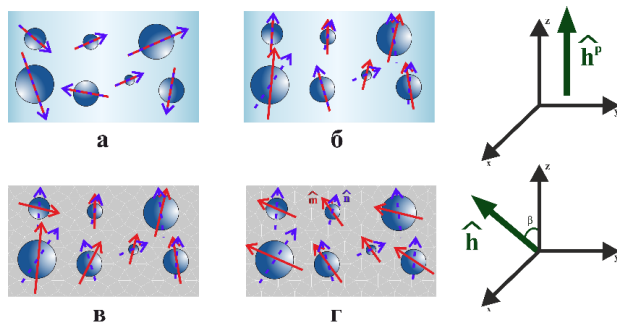


Рис. 1. Иллюстрация процесса формирования анизотропных магнитоактивных композитных образцов. Красные сплошные стрелки обозначают магнитные моменты частиц \hat{m} , синие пунктирные стрелки обозначают оси легкого намагничивания \hat{n} ; \hat{h}^p – магнитное поле, которое приложено в момент полимеризации, \hat{h} – магнитное поле, которым воздействуют на магнитоактивный композитный материал

В результате исследования была получена теоретическая формула для расчета магнитных свойств анизотропных полидисперсных магнитоактивных композитных материалов. Эта формула позволяет с высокой точностью прогнозировать поведение реальных синтезированных образцов. Хотя теория не учитывает межчастичные диполь-дипольные взаимодействия, она предоставляет достаточно точное описание поведения исследуемых материалов. В дополнение к теоретическому анализу было проведено независимое компьютерное моделирование методом Монте-Карло, результаты которого подтвердили теоретические предсказания.

Теоретическая часть работы выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «Базис», грант № 22-1-2-37-3; Компьютерное моделирование проводилось при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-12-00039.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чернышов А.В., Закинян А.Р., Куникин С.А. Магнитные свойства ансамбля взаимодействующих иммобилизованных суперпарамагнитных наночастиц с ориентированными осями легкого намагничивания // Тезисы докладов VIII международной Ставропольской конференции по магнитным коллоидам, 10-14 сентября 2023, г. Ставрополь: СКФУ. С. 145-146.
2. Радужнов Д.И., Соловьева А.Ю., Елфимова Е.А., Чернышов А.В., Закинян А.Р., Куникин С.А. Магнитные свойства магниточувствительных композиционных материалов: сравнение теории с экспериментом // Тезисы докладов VIII международной Ставропольской конференции по магнитным коллоидам, 10-14 сентября 2023, г. Ставрополь: СКФУ. С. 99-101.

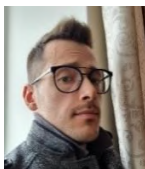
МОДЕЛИРОВАНИЕ ОДНООСНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В ЭЛАСТОМЕРАХ

Мусихин А.Ю.¹, Зубарев А.Ю.

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Российская Федерация, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19,
E-mail: Anto-niusmagna@yandex.ru¹

Аннотация. Предложена модель, описывающая экспериментально наблюдаемые нелинейные зависимости одноосных напряжений в упругом магнитном полимере, заполненном намагничивающимися частицами, объединенными в линейные цепочки, от деформации в присутствии внешнего магнитного поля.

Ключевые слова: магнитореологический эффект, модуль упругости, магнитореологические эластомеры



МУСИХИН Антон Юрьевич окончил ИЕНиМ УрФУ в 2017 году. В 2021 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Реологические свойства жидких и мягких магнитных полимеров». Имеет более 30 научных публикаций. В настоящее время является доцентом кафедры теоретической и математической физики УрФУ. Научно-исследовательская работа в области жидких и мягких магнитных полимеров поощрялась грандами РФФИ и РФФ.



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 дипольных 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 РФФ, РФФИ, Минобрнауки РФ, а также грантами Великобритании, Франции, Германии, Испании и США.

В данной работе исследованы упругие свойства при деформации феррогелей, заполненных намагничивающимися частицами, объединенными в линейные цепочки. Обычно эти цепочки появляются на стадии полимеризации композита, если она происходит под действием внешнего магнитного поля (см., например, [1]). Эксперименты показывают, что реологические свойства магнитных полимеров с внутренней анизотропной структурой сильно отличаются от свойств внутренне изотропных композитов. Макроскопические магнитомеханические эффекты в этих материалах определяются морфологией внутреннего пространственного расположения частиц в полимере [2].

В зависимости от условий синтеза системы цепочки могут быть либо короче толщины образца, либо перколировать его. Здесь будет рассмотрен первый случай.

Целью данной работы является теоретическое описание зависимостей макроскопических напряжений одноосного растяжения от деформаций в магнитных полимерах, состоящих из намагничивающихся частиц, объединенных в линейные цепочки.

Для максимального упрощения математического описания предполагаем, что частицы являются идентичными сферами.

Рассмотрим типичную ситуацию, когда образец испытывает одноосную деформацию вдоль оси Oz (рис. 1).

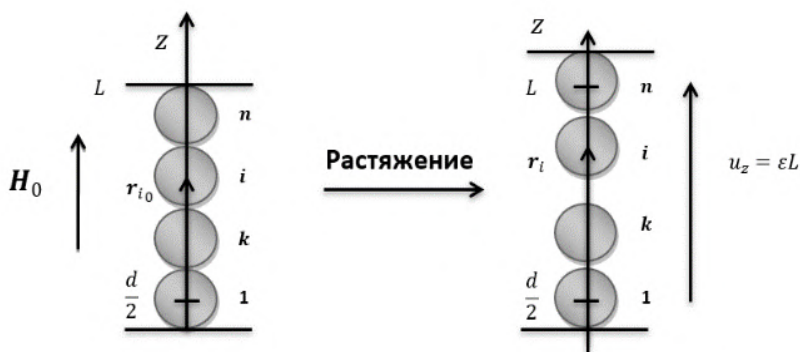


Рис.1. Схема взаимного расположения частиц при продольной деформации и используемая система координат

Полное (измеряемое) напряжение в композите можно представить в виде [3]

$$\sigma \approx \epsilon G_0 + \sigma_m, \quad (1)$$

где ϵ – деформация растяжения, σ_m – магнитная часть напряжения, создаваемого агрегатами. Используя результаты [4] для напряжения в системе цепочных полимерных макромолекул, получаем следующую оценку:

$$\sigma_m = \sigma_{zz} = \frac{2\varphi}{Vn} \left[\sum_{i=1}^{n-1} (F_{z,i,i+1} + f_{i,i+1}) \cdot R_{z,i,i+1} \right]. \quad (2)$$

Здесь φ – объемная концентрация частиц, $V = \frac{\pi d^3}{6}$ – объем частицы; n – количество частиц в цепочке; $F_{z,i,i+1}$ – z -компонента силы магнитного притяжения i -ой частицы к $(i + 1)$ -ой; $R_{z,i,i+1}$ – расстояние между цен-

трами соответствующих частиц вдоль оси Oz . $f_{i,i+1}$ – упругие силы, которые возникают в слоях между соседними частицами, которые могут быть определены как в [5]:

$$f_{i,i+1} = G_1 d (u_{z_{i+1}} - u_{z_i}). \quad (3)$$

Здесь параметр $G_1 \sim G_0$ – модуль упругости полимера в зазоре между частицами. Вообще говоря, из-за изменения структуры полимера в зазоре модуль G_1 может отличаться от модуля G_0 чистой матрицы [5].

Чтобы вычислить напряжение сдвига (1), необходимо определить смещения каждой частицы в цепочке в деформированном образце и силы, действующие между ними.

Здесь не будут учитываться эффекты магнитного взаимодействия между цепочками. Это приближение основано на результатах работы [6], которые демонстрируют, что эффекты внутри цепочек играют доминирующую роль в формировании макроскопических свойств композитов по сравнению с эффектами межцепочечного взаимодействия.

Представим уравнения стационарного смещения частиц в цепочке в виде [5]:

$$\beta(\mathbf{u} - \mathbf{u}_i) + \mathbf{F}_i = 0, \quad i = 2, \dots, n - 1. \quad (4)$$

Здесь \mathbf{u} – вектор смещения матрицы: $u_z = \varepsilon z_{i0}$, $u_x = 0$, $u_{ix} = 0$; $\beta \sim G_0 d$. Первая часть уравнения отражает упругие силы, действующие на i -ю частицу. Эти силы возникают из-за того, что смещение \mathbf{u}_i i -ой частицы не равно смещению композита \mathbf{u} далеко от цепочки на уровне этой частицы. Вторая часть этого уравнения соответствует магнитным силам, действующим на каждую частицу в цепочке.

При решении данной системы необходимо учитывать условие непересечения частиц:

$$R_{i,i+1} = |d + u_{z_{i+1}} - u_{z_i}| \geq d. \quad (5)$$

Объединяя уравнения (4), (5) система была решена численно, и получены смещения \mathbf{u}_i каждой частицы цепочки в деформированном образце. При использовании уравнений (1-2) было вычислено полное напряжение растяжения σ как функции величины деформации ε . Результаты представлены на рис. 2.

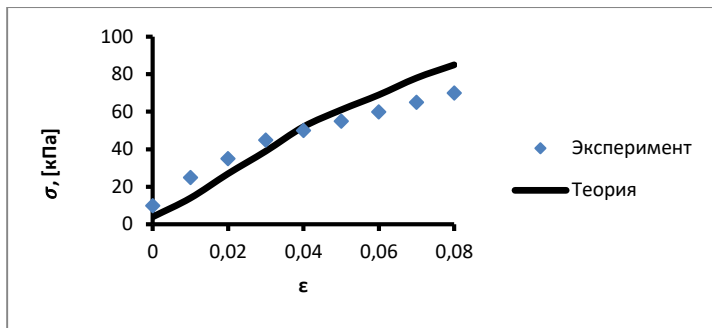


Рис. 2. Зависимость упругого напряжения σ от величины растяжения образца ϵ .

Параметры системы: $n = 10$, $\varphi = 15\%$, $d = 2\mu\text{m}$, $\chi_0 = 1000$, $M_s = 1710 \text{ к}\frac{\text{А}}{\text{м}}$, $G_0 = 200\text{кПа}$, $G_1 = G_0$, $\beta = G_0 d$, $H_0 = 123 \text{ к}\frac{\text{А}}{\text{м}}$. Линия – теория, точки – эксперимент [2].

В данной работе представлена микроскопическая модель упругих свойств феррогеля с внутренними цепочечными структурами, образованными внедренными в образец намагничивающимися частицами при синтезе материала. Теоретически определены зависимости статического макроскопического напряжения образца во внешнем поле от продольной деформаций феррогеля.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, проект 23-72-01012.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Danas K., Kankanala S. V. and Triantafyllidis N. Experiments and modeling of iron-particle-filled magnetorheological elastomers. // J. Mechanics and Physics of Solids. 2012. V. 60. P. 120–38.
2. Bellan C., Bossis G. Field dependence of viscoelastic properties of MR elastomers // International Journal of Modern Physics B. 2002. Vol. 16. P. 2447–2453.
3. R. Cristensen, Mechanics of Composite Materials, Wiley, New York, 1979.
4. M. Doi and S. F. Edwards, The Theory of Polymer Dynamics, Oxford University Press, New York, 1986.
5. Zubarev A. Y., Iskakova L. Y. and Lopez-Lopez M. T. Towards a theory of mechanical properties of ferrogels. Effect of chain-like aggregates. // Physica A. 2016. V. 455. P. 98–103.
6. Coquelle E., Bossis G., Szabo D. and Giulieri F. Micromechanical analysis of an elastomer filled with particles organized in chain-like structure. // J. Mater. Sci.. 2006. V. 41. P. 5941–5953.

ОБ ЭФФЕКТИВНОЙ ДЛИНЕ МОЛЕКУЛ ПАВ НА ПОВЕРХНОСТИ МАГНЕТИТОВЫХ ЧАСТИЦ

Иванов А.С.

«Институт механики сплошных сред Уральского отделения
Российской академии наук» филиал ФГБУН ПФИЦ УрО РАН
Российская Федерация, г. Пермь, ул. Академика Королева, д. 1
e-mail: lesnichiy@icmm.ru

Аннотация. Экспериментально измерена эффективная длина молекул поверхностно-активных веществ, определяющих толщину защитной оболочки коллоидных магнетитовых частиц со стерической стабилизацией. В качестве ПАВ использованы две жирные кислоты – олеиновая и эруковая. Обе кислоты имеют двойную связь в центре, поэтому их молекулы в основном энергетическом состоянии существенно изогнуты, что сокращает их эффективную длину на 30 и более процентов. На основе сравнения данных по взвешиванию разбавленных растворов и данных магнито-гранулометрического анализа сделан вывод о том, что при комнатных температурах эффективная длина молекул ненасыщенных жирных кислот на поверхности коллоидных частиц равняется их максимальной длине.

Ключевые слова. Магнитная жидкость, поверхностно-активное вещество, олеиновая кислота, эруковая кислота.

Введение.

Магнитные жидкости – стабильные коллоидные растворы магнитных материалов [1] применяются в технике и медицине. Столь различные между собой сферы предъявляют к магнитным коллоидам различные требования. Так, требование биосовместимости предполагают использование воды в качестве жидкости-носителя, а, следовательно, либо ионную стабилизацию частиц, либо стабилизацию двойным слоем поверхностно-активного вещества (ПАВ), применяемого для неполярных носителей. В свою очередь технические приложения предъявляют к магнитным жидкостям основное требование повышенной коллоидной стабильности на протяжении длительного времени (до 10 лет), что возможно обеспечить только за счет стерической стабилизации частиц посредством ПАВ, закрепленного на его поверхности крепкой химической связью. Выбор ПАВ – это ключевое решение в производстве магнитной жидкости, потому что он определяет и коллоидную стабильность, и возможность функционализации частицы, и, в конечном счете, основные эксплуатационные характеристики коллоида. Зачастую ПАВ является коммерческим секретом, однако наиболее распространенный ПАВ известен с момента производства первых феррожидкостей – олеиновая кислота. Это ненасыщенная жирная кислота с довольно длинной

молекулой (формула $C_{17}H_{33}COOH$) является отличным стабилизатором для магнетитовых наноразмерных частиц, диспергируемых в широком классе носителей: трансформаторное и вакуумное масло, кремнийорганические жидкости, керосин, петролейный эфир и другие жидкие углеводороды. При этом еще основателем науки о магнитных жидкостях Р. Розенцвейгом отмечалось [2] два основных требования, предъявляемых к ПАВ: (i) его молекула должна превышать в длину 1 нм и (ii) молекула должна иметь изгиб. Первое требование обосновано тем, что меньшая длина ПАВ не предотвращает агрегирование частиц под действием сил Ван-дер-Ваальса, а второе требование необходимо для предотвращения кристаллизации (соединения с такими же молекулами). Так, классическим примером, демонстрирующим важность второго условия, является невозможность применения стеариновой кислоты для стабилизации магнитной жидкости. Несмотря на то, что у стеариновой кислоты такое же количество атомов углерода (формула $C_{17}H_{35}COOH$), у нее отсутствует двойная связь в центре молекулы, она является насыщенным кислотой, и поэтому при комнатной температуре магнетитовые частицы коагулируют.

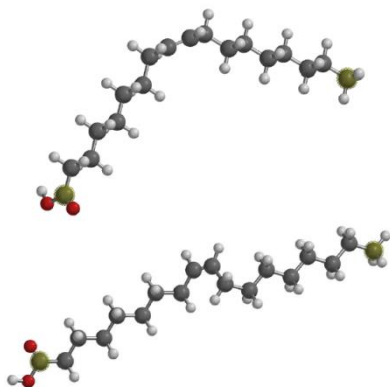


Рис. 1 Молекула олеиновой кислоты в своем базовом энергетическом состоянии (сверху) и в распрямленном (снизу)

При этом изучение научной литературы (в той же классической монографии [2]) показывает, что повсеместно длина молекулы олеиновой кислоты равна 2.0 – 2.1 нм, хотя эта длина соответствует случаю, когда молекула полностью распрямлена. На рис. 1 показаны две молекулы олеиновой кислоты – в основном состоянии ее эффективная длина (максимальное расстояние от 1-го до 17-го атома углерода) составляет лишь 1.6 нм, в то время как повсеместно используемая величина в 2.0 нм соответствует энергетически невыгодному состоянию, когда молекула полностью выпрямлена.

Возникает парадоксальная ситуация, когда с одной стороны экспериментально доказана важность загиба молекулы ПАВ, приводящего к сокращению эффективной длины молекулы, а с другой стороны все пользуются в своих расчетах величиной, равной максимально возможной длине этой же молекулы, как будто двойной связью можно пренебречь.

Предлагаемая работа посвящена лабораторному определению эффективной (проявляющейся в эксперименте) длины молекул двух ПАВ-олеиновой и эруковой кислот, пригодных для создания стабильных магнитных жидкостей с магнетитовыми наночастицами. Выбор олеиновой кислоты очевиден, а выбор эруковой кислоты обусловлен тем, что в ее случае обозначенная проблема еще существеннее. В базовом энергетическом состоянии молекула $\text{CH}_3-(\text{CH}_2)_7-\text{CH}=\text{CH}-(\text{CH}_2)_{11}-\text{COOH}$ эруковой кислоты характеризуется расстоянием между 1-ым и 22-м атомом углерода, равным 0,87 нм, а в распрямленном состоянии ее длина превышает 2,3 нм, т.е. ее эффективная длина может изменяться в 2,6 раза.

Описание методики эксперимента.

Для проведения исследований были задействованы 4 образца магнитной жидкости, 3 из которых были стабилизированы олеиновой, а последний (MF4) – эруковой кислотой. Образцы MF1, MF2 были изготовлены автором работы в ИМСС (Пермь), а MF3 был изготовлен в ПНИЛ ПФГД (Иваново). Образец MF4 был изготовлен в ИТХ УрО РАН (Пермь). Все образцы изучались согласно следующему дизайну исследования:

1. Отбор тестируемой пробы объемом 5–10 мл, осаждение (флокуляция) частиц избытком изопропилового спирта и промывка полученного осадка частиц с целью удаления свободных молекул ПАВ, пребывавших в исходном образце.

2. Просушка полученного осадка частиц с помощью воздушного вентилятора до состояния, когда осадок начинает растрескиваться, а его вес перестает существенно изменяться.

3. Измерение гидродинамической объемной концентрации частиц в новом приготовленном растворе. Для этой цели просушенный осадок частиц помещался в тарированную колбу с заранее точно измеренным объемом. Измерялся вес добавленного осадка, после чего он заливался носителем (керосином) заранее известной плотности по точно отмеренному объему. Повторное измерение веса позволяло определить объем носителя, добавленный к «сухим» частицам. Разность объемов пробирки и добавленного носителя позволяла найти соотношение объема частиц к общему объему и тем самым определить гидродинамическую концентрацию частиц в растворе ϕ_h .

4. Ускоренная пептизация частиц в носителе с помощью ультразвуковой ванны.

5. Измерение экспериментальной кривой намагничивания $M(H)$. Проведение магнито-гранулометрического анализа, позволяющего по-

лучить параметры Γ -распределения (a, x_0) частиц по диаметрам магнитных ядер и измерить намагниченность насыщения M_s . Отношение M_s к намагниченности насыщения магнетита 480 кА/м равно объемному содержанию магнитной фазы ϕ_m .

6. Измерение плотности p_{mf} магнитной жидкости и носителя, в котором осуществлялась пептизация частиц. Эта информация позволяет связать между собой все измеряемые величины

$$p_{mf} = p_k + \phi_s(p_m - p_{oa}) + \phi_h(p_{oa} - p_k), \quad (1)$$

где p_k, p_m и p_{oa} – плотность носителя (керосина), магнетита и ПАВ, соответственно, а ϕ_s – объемная концентрация твердой фазы (кристаллического магнетита) в коллоиде. Последнюю величину можно найти из соотношения [3]

$$\phi_s = \phi_m g(d), \quad (2)$$

где d – толщина немагнитного слоя, покрывающего наночастицу магнетита. Функция $g(d)$ в явном виде

$$g(d) = 1 + 6dx_0^{-1}(a+3)^{-1} + 4d^2x_0^{-2}(a+2)^{-1}(a+3)^{-1}(3 + 2dx_0^{-1}(a+1)^{-1}). \quad (3)$$

Аналогично (2) записывается соотношение между магнитной и гидродинамической концентрацией частиц

$$\phi_h = \phi_m g(d+l), \quad (4)$$

где l – искомая эффективная длина молекулы ПАВ. Решая (2) и (4) численно, можно найти толщину немагнитного слоя и искомую толщину защитной оболочки.

Результаты и обсуждение

Все четыре образца подверглись исследованию по описанному выше алгоритму. Результаты измерений приведены в таблице.

Таблица. Экспериментальные данные образцов

Параметр/Образец	MF1	MF2	MF3	MF4
p_{mf} , г·см ⁻³	1.07	1.18	1.17	0.88
M_s , кА·м ⁻¹	20.2	26.8	26.9	6.3
a	5.7	4.0	8.6	6.7
x_0 , нм	1.1	1.4	1.0	0.9
ϕ_s	0.063	0.085	0.085	0.021
ϕ_m	0.042	0.056	0.056	0.013
ϕ_h	0.165	0.237	0.198	0.081
d , нм	0.76	0.73	0.79	0.75
l , нм	2.2	2.1	2.0	2.7

Как можно видеть, полученные результаты неплохо согласуются между собой (видна повторяемость измерений в пределах 15 % погрешности) и с данными, использовавшимися в ранних работах других авторов. Так, толщина немагнитного слоя оказалась в хорошем согласии с [3] и приблизительно равна одному периоду кристаллической решетки магнетита. Эффективная длина молекулы олеиновой кислоты также оказалась в хорошем согласии с классическими работами [2], что с одной стороны хорошо, ведь это подтверждает их корректность. С другой стороны, требуется дополнительное объяснение, почему двойная связь в центре молекулы, столько важная для стабилизации частиц, не играет никакой роли в уменьшении эффективной длины. Что касается измерения l для эруковой кислоты, то ее длина является даже несколько завышенной по отношению к максимально возможной, потому что образец MF4 не так тщательно промывался коагулянтном на 1-ом этапе подготовки, как остальные образцы, из-за опасения смыть плохо закрепленный ПАВ вместе со свободными молекулами. К сожалению, образец был в единственном экземпляре и из-за предосторожности он обрабатывался в более щадящем режиме, следовательно, от избытка свободного ПАВ избавиться не удалось, и осадок частиц не высушился в полной мере (не растрескивался, а остался пастообразным). По всей видимости, именно этот дополнительный свободный ПАВ привел к завышению величины до 2.7 нм. Результаты работы метода продемонстрированы на рис. 2 для одного из исследованных образцов.

Работа выполнена в рамках госбюджетной темы № АААА-А20-120020690030-5.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шлиомис М. И. Магнитные жидкости // Успехи физических наук, 1974. Т. 112, вып. 3. с. 427-458.
2. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика // М.: Мир, 1989. 356 с.
3. Шеничкинов А.Ф., Гилев В.Г. Реология и намагнитченность концентрированных магнетитовых коллоидов // Коллоидный журнал, 1997, т. 59, № 3, с. 372-379.

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

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СФЕРИЧЕСКИХ АНИЗОТРОПНЫХ НАМАГНИЧИВАЮЩИХСЯ ТЕЛ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Меркулов Д.И.¹, Пелевина Д.А., Турков В.А., Налетова В.А.

ФГБОУ ВО «Московский государственный университет

имени М.В. Ломоносова»,

Российская Федерация, 119234, г. Москва, Ленинские горы, д. 1

E-mail: merkulovdima@mail.ru¹

Аннотация. В работе рассмотрено взаимодействие двух анизотропных намагничивающихся сферических тел во внешнем однородном магнитном поле. Аналитически получена и исследована сила, действующая на одно из этих тел со стороны неоднородного магнитного поля, индуцированного вторым телом. Данная сила представлена как сила взаимодействия двух диполей с магнитными моментами специального вида. Вычислены соответствующие магнитные моменты. Выполнены расчеты значений сил при различных параметрах задачи, в частности, направлениях векторов анизотропии и магнитного поля.

Ключевые слова: анизотропный намагничивающийся эластомер, сила диполь-дипольного взаимодействия, однородное магнитное поле



НАЛЕТОВА Вера Арсеньевна, д.ф.-м.н., профессор, ведущий научный сотрудник НИИ механики МГУ. Имеет более 180 научных статей. Научно-исследовательская работа неоднократно поощрялась грантами РФФИ и РФФИ.



ПЕЛЕВИНА Дарья Андреевна, к.ф.-м.н., доцент кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ. Имеет 66 научных публикаций, в том числе 38 статей в журналах. Научно-исследовательская работа поддерживалась грантами РФФИ, РФФИ и Президента РФ.



ТУРКОВ Владимир Андреевич, к.ф.-м.н., доцент, ведущий научный сотрудник НИИ Механики МГУ. Имеет более 100 научных статей. Научно-исследовательская работа неоднократно поощрялась грантами РФФИ и РФФИ.

Введение. Исследованию намагничивающихся эластомеров (НЭ), то есть дисперсных сред, состоящих из упругой полимерной матрицы (силикон) и распределенных в ее объеме ферромагнитных микро- или наночастиц, посвящено значительное количество научных работ. Например, в статьях [1] и [2] теоретически и экспериментально, соответственно, изучены деформации тонких тел из НЭ в неоднородном магнитном поле. Если при изготовлении НЭ феррочастицы выстроятся

в цепочки или ориентируются осями легкого намагничивания вдоль некоторого направления, то такой материал приобретет анизотропные свойства. Магнитные свойства анизотропных намагничивающихся эластомеров (АНЭ) экспериментально исследованы в работах [3, 4]. В работе [4] была получена формула для силы, действующей на тело из АНЭ в неоднородном магнитном поле. На основании данной формулы в работах [5, 6] исследовано движение сферического тела из АНЭ в неоднородном магнитном поле.

С использованием сферических тел из АНЭ можно изготовить мобильные роботы, аналогичные рассмотренным в статье [7]. При этом единичные векторы анизотропии τ_1, τ_2 ($\tau_i = \cos\varphi_i e_x + \sin\varphi_i e_z$), направленные вдоль цепочек частиц либо осей легкого намагничивания, могут быть ориентированы различным образом. Один из возможных вариантов такого мобильного робота схематически представлен на рис. 1.

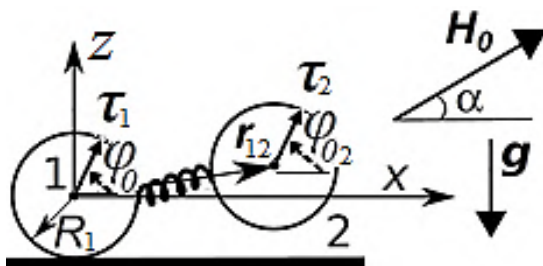


Рис. 1. Вариант мобильного робота с телами из АНЭ

Для теоретического исследования мобильного робота из АНЭ необходимо вычислить силу, с которой взаимодействуют анизотропные сферические тела. Движение тел, содержащих элементы из АНЭ, под действием поля постоянного магнита экспериментально исследовано в [8].

В предлагаемой работе рассмотрено взаимодействие двух анизотропных намагничивающихся сферических тел во внешнем однородном магнитном поле. Аналитически получена и исследована сила, действующая на одно из этих тел со стороны неоднородного магнитного поля, индуцированного вторым телом. Данная сила представлена как сила взаимодействия двух диполей с магнитными моментами специального вида. Вычислены соответствующие магнитные моменты. Выполнены расчеты значений сил при различных параметрах задачи, в частности, направлениях векторов анизотропии.

Теория. Введем магнитную проницаемость АНЭ, а также дополнительные параметры магнитных свойств тела и среды ($\mu^{(e)}$) – магнитная

проницаемость среды; $\mu^{(i)} > 0$, $a > 0$ – постоянные, определяемые в эксперименте [3]):

$$\mu_{ij} = \mu^{(i)} g_{ij} + a \tau_i \tau_j, a_1 = \frac{\mu^{(e)} - \mu^{(i)} - a}{2\mu^{(e)} + \mu^{(i)} + a}, a_2 = \frac{\mu^{(e)} - \mu^{(i)}}{2\mu^{(e)} + \mu^{(i)}}. \quad (1)$$

Формула, полученная в работе [4], была переписана для силы, действующей на первое сферическое тело из АНЭ в неоднородном магнитном поле \mathbf{H}_2 , индуцированном вторым телом ($k_\mu = (a_1 - a_2)(\mathbf{H}_2 \boldsymbol{\tau}_1)^2 / H_2^2 + a_2$; R_1, R_2 – радиусы тел):

$$\mathbf{F}_{m1} = -\mu^{(e)} R_1^3 (k_\mu \nabla H_2^2 / 2 - (a_2 - a_1)(\mathbf{H}_2 \boldsymbol{\tau}_1)(\nabla_i H_{2j}) \tau_{1\perp}^j e^i). \quad (2)$$

Выполнив преобразования, формулу (2) можно свести к силе диполь-дипольного взаимодействия с магнитными моментами $\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2$ специального вида ($\mathbf{r}_{21} = -\mathbf{r}_{12}$, см. рис. 1):

$$\mathbf{F}_{m1} = -\mu^{(e)} \left(m_{1i} \frac{\partial H_{2i}}{\partial x} \mathbf{e}_x + m_{1i} \frac{\partial H_{2i}}{\partial z} \mathbf{e}_z \right) \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_0 + \frac{\mathbf{m}_2}{r_{21}^3} - \frac{3(\mathbf{m}_2 \mathbf{r}_{21}) \mathbf{r}_{21}}{r_{21}^5}, \quad (4)$$

$$\mathbf{H}_1 = \mathbf{H}_0 + \frac{\mathbf{m}_1}{r_{12}^3} - \frac{3(\mathbf{m}_1 \mathbf{r}_{12}) \mathbf{r}_{12}}{r_{12}^5};$$

$$\begin{aligned} \mathbf{m}_1 &= R_1^3 (a_2 \mathbf{H}_2 - (a_2 - a_1)(\mathbf{H}_2 \boldsymbol{\tau}_1) \boldsymbol{\tau}_1); \\ \mathbf{m}_2 &= R_2^3 (a_2 \mathbf{H}_1 - (a_2 - a_1)(\mathbf{H}_1 \boldsymbol{\tau}_2) \boldsymbol{\tau}_2). \end{aligned} \quad (5)$$

Решив систему (3)-(5), можно получить в точности формулу для силы диполь-дипольного взаимодействия [9]:

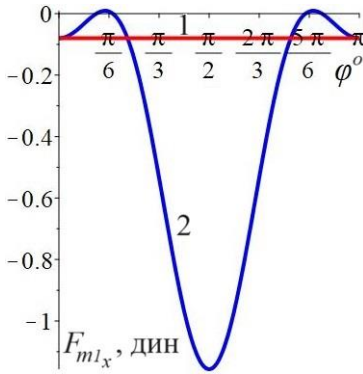
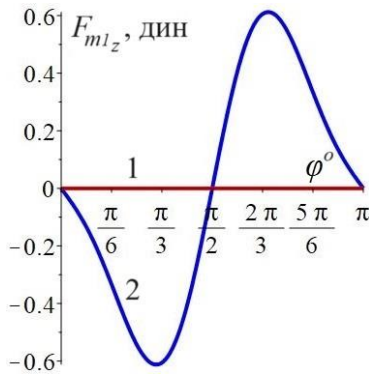
$$\mathbf{F}_{m1} = -\mu^{(e)} \left(r_{12} \left(\frac{3(\mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2)}{r_{12}^5} - \frac{15(\mathbf{m}_1 \mathbf{r}_{12})(\mathbf{m}_2 \mathbf{r}_{12})}{r_{12}^7} \right) + \frac{3(\mathbf{m}_1 \mathbf{r}_{12}) \mathbf{m}_2}{r_{12}^5} + \frac{3(\mathbf{m}_2 \mathbf{r}_{12}) \mathbf{m}_1}{r_{12}^5} \right). \quad (6)$$

Таким образом, показано, что сила (2), с которой взаимодействуют два сферических тела из АНЭ, помещенных в однородное магнитное поле \mathbf{H}_0 , равна силе взаимодействия двух диполей (6) с магнитными моментами вида (5).

Подставив в формулы (1) и (3)-(5) параметры магнитных свойств материала $\mu^{(i)}$, a , и среды $\mu^{(e)}$, координаты и радиусы тел, величину H_0 и направление поля (угол α , см. Рис. 1), направления единичных векторов анизотропии $\boldsymbol{\tau}_1, \boldsymbol{\tau}_2$ (углы φ_{01} и φ_{02} , см. Рис. 1), можно численно определить силу \mathbf{F}_{m1} , действующую на первое сферическое тело из АНЭ со стороны второго тела.

Численные расчеты. Вычисления проводились при следующих параметрах, допустимых для реализации в эксперименте: $x_1 = 0$, $z_1 = 0$, $x_2 = 0,5$ см, $z_2 = 0$, $H_0 = 400$ Э, $\mu^{(e)}=1$, $\mu^{(i)}=1,05$, $a = 0,15$, $R_1 = R_2 = 0,18$ см. Рассматривались коллинеарные векторы анизотропии ($\varphi_{01} = \varphi_{02} = \varphi$) и различные направления магнитного поля: 0 , $\pi/4$, $\pi/2$. При этом угол φ изменялся в пределах от 0 до π .

На рис. 2а и 2б линией 2 представлены зависимости, соответственно, x -компоненты и z -компоненты магнитной силы, действующей на первое тело, в зависимости от угла φ между горизонталью и направлением векторов анизотропии. Магнитное поле направлено вертикально ($\alpha = \pi/2$). Линией 1 показано соответствующее значение силы для изотропного образца (в этом случае $a = 0$).


 Рис. 2а: компонента силы вдоль оси x

 Рис. 2б: компонента силы вдоль оси z

Видно, что значения силы, с которой взаимодействуют изотропные тела, и силы взаимодействия аналогичных тел из АНЭ равны при $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$. При этом горизонтальная компонента силы для анизотропных тел при $\varphi = \pi/2$ на порядок превышает силу взаимодействия изотропных тел. Модуль вертикальной компоненты силы в данном случае для изотропных тел равен нулю, а для анизотропных имеет максимумы при $\varphi = 5\pi/16$ и $\varphi = 11\pi/16$.

На рис. 3а и 3б линией 2 представлены зависимости, соответственно, x -компоненты и z -компоненты магнитной силы, действующей на первое тело, в зависимости от угла φ . Магнитное поле направлено под углом $\alpha = \pi/4$. Линией 1 показано соответствующее значение силы для изотропного образца (в этом случае $a = 0$).

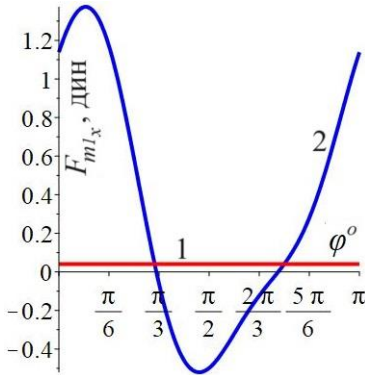


Рис. 3а: компонента силы вдоль оси x

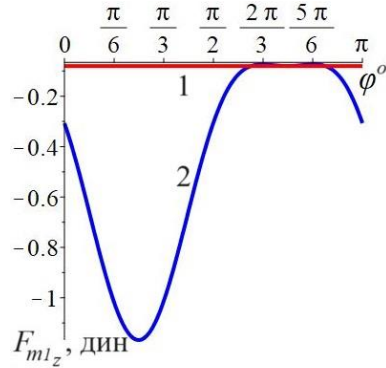


Рис. 3б: компонента силы вдоль оси z

Видно, что горизонтальная компонента магнитной силы, действующей на анизотропное тело, меняет свое направление в зависимости от угла φ , но практически всегда по величине превышает соответствующую компоненту силы взаимодействия изотропных тел. Модуль вертикальной компоненты силы в данном случае для тела из АНЭ имеет максимум при $\varphi = \pi/4$, а в диапазоне φ от $7\pi/12$ до $11\pi/12$ близок по значению к вертикальной компоненте силы взаимодействия изотропных тел.

На рис. 4а и 4б линией 2 представлены зависимости, соответственно, x-компоненты и z-компоненты магнитной силы, действующей на первое тело, в зависимости от угла φ . Магнитное поле направлено горизонтально ($\alpha = 0$). Линией 1 показано соответствующее значение силы для изотропного образца (в этом случае $a = 0$).

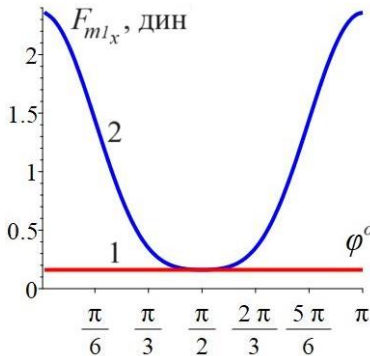


Рис. 4а: компонента силы вдоль оси x

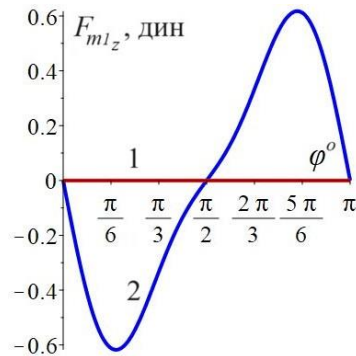


Рис. 4б: компонента силы вдоль оси z

Видно, что значения силы, с которой взаимодействуют изотропные тела, и силы взаимодействия аналогичных тел из АНЭ равны при $\varphi = \pi/2$. При этом горизонтальная компонента силы для анизотропных тел при $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$ на порядок превышает силу взаимодействия изотропных тел. Модуль вертикальной компоненты силы в данном случае для изотропных тел равен нулю, а для анизотропных имеет максимумы при $\varphi = 3\pi/16$ и $\varphi = 13\pi/16$.

Таким образом, исследована сила взаимодействия двух сферических тел из АНЭ в зависимости от направления коллинеарных векторов анизотропии при различных направлениях приложенного магнитного поля.

Заключение. Аналитически получена и исследована сила, действующая на сферическое тело из анизотропного намагничивающегося эластомера со стороны неоднородного магнитного поля, индуцированного вторым таким же телом. Данная сила представлена как сила взаимодействия двух диполей с магнитными моментами специального вида. Выполнены расчеты сил при различных параметрах задачи, таких как направления векторов анизотропии и приложенного магнитного поля. Получено, что при некоторых параметрах задачи сила взаимодействия анизотропных тел существенно превышает магнитную силу между такими же изотропными телами. Результаты данной работы могут быть полезны при создании мобильных роботов, содержащих тела из анизотропных намагничивающихся материалов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-71-10002, <https://rscf.ru/project/20-71-10002/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.А. Налетова, Д.А. Пелевина, Д.И. Меркулов, В.А. Турков, Неоднозначность формы тела из намагничивающегося эластомера в неоднородном магнитном поле / В сб.: V Всероссийская научная конференция с международным участием «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем» / Ставрополь: 2015. С. 190–196.
2. Д.И. Меркулов, В.А. Налетова, Д.А. Пелевина, В.А. Турков, Экспериментальное исследование бистабильности деформации тонкого тела из намагничивающегося эластомера в магнитном поле / В сб.: 17-я Международная Плесская конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям / Иваново: 2016. С. 101–106.
3. А.А. Демин, Д.И. Меркулов, Д.А. Пелевина, В.А. Турков, В.А. Налетова, Определение параметров модели анизотропного намагничивающегося эластомера / В сб.: 18-я Международная Плесская конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям / Иваново: 2018. С. 158–165.
4. Demin A.A., Merkulov D.I., Pelevina D.A., Kalmykov S.A., Naletova V.A., Determination of parameters of anisotropic magnetizable elastomer // *Magneto hydrodynamics*, 2019, Vol. 55, No. 3, pp. 347–352.
5. Д.И. Меркулов, Д.А. Пелевина, В.А. Турков, В.А. Налетова, Особенности движения

сферического тела из анизотропного намагничивающегося эластомера / В сб.: XX юбилейная Всероссийская с международным участием Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям / Иваново: 2022. С. 177–183.

6. Merkulov D.I., Pelevina D.A., Turkov V.A., Naletova V.A., Motion of an Anisotropic Magnetizable Elastomer in the Field of a Coil with Current Taking into Account the Interaction with Inclined Surface // Moscow University Mechanics Bulletin, 2023, Vol. 78, No 1, pp. 1-6.

7. Merkulov D.I., Pelevina D.A., Turkov V.A., Vinogradova A.S., Naletova V.A., Mobile robots with magnetizable materials in alternating uniform inclined magnetic fields // Acta Astronautica, 2021, Vol. 181, pp. 579-584.

8. Kim Y., Yuk H., Zhao R., Chester S.A., Zhao X., Printing ferromagnetic domains for untethered fast-transforming soft materials // Nature, 2018, Vol. 558, No. 7709, pp. 274-279.

9. Yung K.W., Landecker P.B., Villani D.D., An analytic solution for the force between two magnetic dipoles. // Magnetic Electr. Sep., 1998, Vol. 9, pp. 39-52.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФОРЕЗА В МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДАХ МАГНИТНЫМИ МЕТОДАМИ

Диканский Ю.И.¹, Дроздов А.С.², Дорожко Д.С.^{1*}, Бабкин А.И.¹, Ли Е.С.¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Северо-Кавказский федеральный университет»,

Российская Федерация, 355017, г. Ставрополь, Пушкина, д. 1

*E-mail: dsdorozhko@ncfu.ru

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт

(национальный исследовательский университет)»,

Российская Федерация, 117303, г. Москва, ул. Керченская, д. 1А, корп. 1

Аннотация. Рассмотрена возможность исследования электрокинетических процессов в магнитных коллоидах на основе магнитных измерений. Исследован процесс электрофореза в магнитной жидкости на водной основе, путем измерения эффективной магнитной восприимчивости и намагниченности насыщения осадка из коллоидных частиц, образовавшегося на одном из электродов. Показана возможность управления электрофоретическим движением коллоидных частиц с помощью дополнительного воздействия неоднородным магнитным полем.

Ключевые слова: электрофорез, магнитная восприимчивость, намагниченность.

Электрокинетические процессы, наблюдающиеся в коллоидных системах, играют важную роль в физике таких сред. Их исследование дает возможность изучения особенностей переноса заряда в коллоидах и их электрофизических свойств. Несмотря на достаточно хорошую изученность электрокинетических процессов в традиционных коллоидах [1], их исследование остается актуальным в магнитных коллоидах, способных эффективно взаимодействовать как с электрическими, так и магнитными полями. Ранее такие исследования проводились в [2-4]. В настоящей работе предпринята попытка исследования электрофореза в таких средах при использовании наличия магнитного момента у составляющих их заряженных коллоидных частиц.

Для исследования электрофореза использовалась кювета с медными пластинчатыми прямоугольными электродами. Кювета заполнялась используемой при исследованиях магнитной жидкостью на водной основе с магнетитовыми частицами, объемная концентрация которой составляла 0,5-0,8%. Напряжение на электроды подавалось с источника напряжения GPD-73303S. Для выяснения возможности управления процессом электрофореза с помощью магнитного поля, кювета снабжалась намагничивающей системой, создававшей между электродами неодно-

родное магнитное поле с постоянным градиентом. При проведении эксперимента на отрицательном электроде образовывался слой из магнитных частиц, толщина которого увеличивалась со временем и при повышении напряжения на электродах. Оценка интенсивности электрофореза производилась посредством магнитных измерений. Для этого была изготовлена плоская катушка, с щелевой полостью, повторяющей форму электрода. Электрод после изъятия из кюветы вводился в полость катушки после чего проводились измерения ее индуктивности с помощью измерительного моста типа GWInstek LCR-819. По результатам измерений индуктивности катушки до и после помещения электрода в поле катушки оценивалась эффективная магнитная восприимчивость осадка, выделившегося на электроде. На рис. 1 представлена зависимость эффективной магнитной восприимчивости осадка от времени при постоянном напряжении на электродах 1,5 В, на рис. 2 зависимость этого же параметра от напряжения при постоянном времени его воздействия (3 минуты).

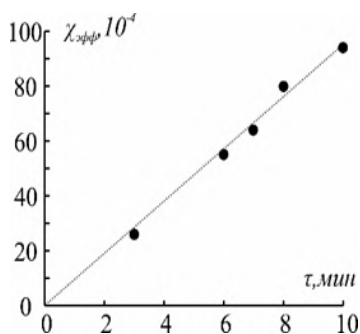


Рис. 1. Зависимость эффективной магнитной восприимчивости осадка из образца с концентрацией 0,8% от времени после подачи напряжения на электроды

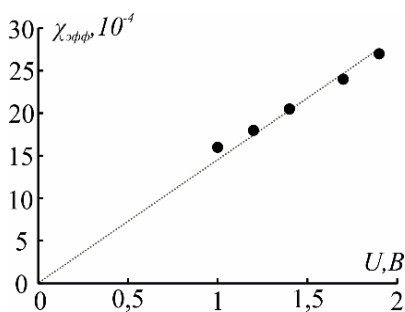


Рис. 2. Зависимость эффективной магнитной восприимчивости осадка из образца с концентрацией 0,6% от напряжения, подаваемого на электроды

Последующие исследования показали, что воздействие неоднородного магнитного поля существенно изменяет ход представленных зависимостей, что позволяет сделать вывод о возможности его регулирования с помощью магнитного поля. В дальнейшем были также исследованы зависимости толщины слоя осадка от напряжения и времени. Кроме того, для осуществления последующих количественных расчетов определялась намагниченность насыщения вы-

деляющегося на электроде осадка с помощью вибрационного магнетометра, для измерений с помощью которого используются достаточно малые объемы образцов.

Полученные результаты позволяют утверждать о возможности успешного исследования процесса электрофореза в магнитных коллоидах на основе магнитных измерений.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № FSRN-2023-0006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кройт Г.Р. Наука о коллоидах. Т.1, изд-во ИЛ, Москва, 1955 г. 538с.
2. Sestier C., Da-Silva M.F., Sabolovic D., Roger J., Pons J.N. // Electrophoresis 1998, V. 19. P. 1220-1226
3. D'Orlye F., Varenne A., Gareil P. // Electrophoresis 2008, V.29, P. 3768–3778
4. Dikansky, Y.I. and other. Magnetochemistry 2023, 9, 207.

ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ОСЕЙ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ В ЖИДКОЙ МАТРИЦЕ-НОСИТЕЛЕ

Елфимова Е.А.¹, Иванов А.О.

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Российская Федерация, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19,
E-mail: Ekaterina.Elfimova@urfu.ru

Аннотация. В данной работе проведено теоретическое исследование парных корреляций в суспензии суперпарамагнитных наночастиц (СПН), находящихся в однородном статическом магнитном поле. Мы сосредоточились на изучении корреляций осей легкого намагничивания СПН, основываясь на анализе парной корреляционной функции, усредненной по всем возможным ориентациям магнитных моментов произвольной пары СПН. В расчетах парной корреляционной функции рассматривался сценарий слабого межчастичного дипольного взаимодействия между магнитными моментами СПН и использовался метод термодинамических возмущений первого порядка для учета этих взаимодействий. Исследованы парные корреляции легких осей СПН в зависимости от интенсивности межчастичных дипольных взаимодействий, напряженности магнитного поля, величины внутренней магнитной анизотропии СПН и расположения пары СПН в системе относительно статического магнитного поля.

Ключевые слова: суперпарамагнитные частицы, оси легкого намагничивания, парная корреляционная функция, межчастичные дипольные взаимодействия.



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета им. А.М. Горького в 2000 году. В 2016 году защитила докторскую диссертацию на тему «Статистическая термодинамика и физические свойства магнитных жидкостей: роль многочастичных корреляций». В настоящее время является заведующим кафедрой теоретической и математической физики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.



ИВАНОВ Алексей Олегович окончил Уральский государственный университет им. А.М. Горького в 1984 г. С 1986 г. он работает преподавателем и научным сотрудником в УрГУ. В 1998 г. им защищена докторская диссертация по теме «Фазовое расслоение магнитных жидкостей». В настоящее время он является заместителем проректора по науке Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, профессором.

Суспензии магнитных наночастиц, известные как феррожидкости, представляют собой стабильные коллоидные системы с типичным размером частиц порядка 10 нм. Этот размер меньше критического размера отдельного магнитного домена, следовательно, магнитные наночастицы можно рассматривать как равномерно намагниченные частицы, форма которых близка к сфере. Когда энергия магнитной анизотропии наночастицы сравнима с тепловой энергией магнитный момент может менять направление внутри тела наночастицы. Это происходит потому, что магнитная анизотропия не может зафиксировать магнитный момент внутри тела наночастицы. Такое явление носит название суперпарамагнетизма, а наночастицы называют суперпарамагнитными (СПН) или неелевскими частицами.

Фундаментальные свойства жидких суспензий суперпарамагнитных и/или ферромагнитных частиц широко изучались экспериментально, теоретически, а также методами компьютерного моделирования. В настоящее время хорошо изучены как статические, так и динамические магнитные свойства феррожидкостей, включая эффекты межчастичных взаимодействий. В то же время хорошо известно, что сильно взаимодействующие СПН образуют цепочечные агрегаты с ориентацией магнитных моментов «голова-хвост». Образование цепочек в настоящее время является распространенной причиной для объяснения особенностей свойств феррожидкости под действием магнитного поля. Однако известные теоретические модели образования цепочек рассматривали магнитные частицы как «ферромагнитные», фиксируя магнитный момент внутри частицы и игнорируя суперпарамагнитные флуктуации. Остается открытым вопрос: какова роль выравнивания осей легкого намагничивания в образовании цепочек из СПН? Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо, во-первых, изучить взаимное выравнивание легких осей СПН под действием внешнего магнитного поля, а во-вторых, разработать теорию образования цепочек, обращая внимание на суперпарамагнитную природу наночастиц. В данной работе мы отвечаем на первую часть поставленной задачи, исследуя равновесную парную корреляционную функцию двух случайно выбранных СПН в феррожидкости.

Мы рассматриваем ансамбль СПН с диаметром d , взвешенных в некоторой жидкой матрице при температуре T . Однородно намагниченное суперпарамагнитное ядро СПН имеет объем v_m и характеризуется константой K магнитной анизотропии материала. Считаем, что образец располагается в длинном цилиндрическом сосуде объема V , вдоль оси которого приложено статическое однородное магнитное поле \mathbf{H} . Такая

форма контейнера с образцом позволяет пренебречь эффектом размагничивания, и внутреннее магнитное поле можно принять за приложенное внешнее поле \mathbf{H} . Ось Oz лабораторной системы координат направлена вдоль магнитного поля, $\mathbf{H} \parallel Oz$. Взаимодействия магнитного момента m каждой СПН с внешним полем описывается с помощью энергии Зеемана; суперпарамагнитные флуктуации магнитного момента характеризуются энергией Нееля; взаимодействие магнитных моментов произвольной пары СПН определяется потенциалом диполь-дипольного взаимодействия. С описанными выше взаимодействиями связаны три безразмерных параметра, которые измеряют соответствующие энергии в единицах тепловой энергии $k_B T$: безразмерная энергия магнитной анизотропии $\sigma = K v_m / k_B T$, безразмерное магнитное поле (параметр Ланжевена) $\alpha = \mu_0 m H / k_B T$, и безразмерный параметр магнитодипольного взаимодействия $\lambda = \mu_0 m^2 / 4\pi d^3 k_B T$, где μ_0 – это магнитная проницаемость вакуума.

В общем случае парная корреляционная функция $g(\mathbf{m}_1, \mathbf{n}_1, \mathbf{r}_1, \mathbf{m}_2, \mathbf{n}_2, \mathbf{r}_2)$ определяет вероятность того, что две случайно выбранные СПН (с номерами 1 и 2) будут расположены в точках пространства \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 , с определенными ориентациями магнитных моментов $\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2$ и осей легкого намагничивания $\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2$. Парная корреляционная функция была рассчитана для случая слабого межчастичного диполь-дипольного взаимодействия между магнитными моментами наночастиц в рамках теории термодинамических возмущений первого порядка по интенсивности дипольного взаимодействия [1]. В пределах указанного ограничения помимо прямых парных корреляций, учитывалось также влияние третьей СПН на совместную плотность вероятности первых двух СПН (трехчастичные корреляции) [2]. Усреднение парной корреляционной функции по направлениям магнитных моментов позволило определить парные корреляции легких осей произвольной пары СПН $g(\xi_1, \xi_2, \mathbf{r})$ как функцию вектора, соединяющего центры этой пары СПН $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ и углов ξ_1, ξ_2 между легкими осями СПН и осью Oz [1].

Анализ парной корреляционной функции осей легкого намагничивания $g(\xi_1, \xi_2, \mathbf{r})$ показал, что введение даже слабого магнитного поля приводит к тому, что распределение осей легкого намагничивания становится анизотропным (рис. 1). Магнитное поле не оказывает прямого влияния на ориентацию легких осей СПН; это влияние проявляется косвенно через магнитный момент, который «тянет» за собой ось легкого намагничивания. Рис. 1 показывает контурные портреты $g(\xi_1, \xi_2, \mathbf{r})$ в осях координат углов ξ_1, ξ_2 для пары СПН, находящихся в контакте и расположенных параллельно полю \mathbf{H} ($\mathbf{r} \parallel \mathbf{H}$, $|\mathbf{r}| = d$). Такая конфигура-

ция расположения частиц типа «голова-хвост» наиболее часто реализуемая в ансамбле магнитных частиц, а поэтому наиболее интересная для анализа. В слабом поле (рис. 1(а)) легкие оси этих СПН слабо коррелируют, но контурные линии четко указывают на существование пяти зон: одна в середине вокруг точек $\xi_1 = \pi/2, \xi_2 = \pi/2$, а остальные четыре идентичные зоны в углах области ($\xi_1 \in [0, \pi], \xi_2 \in [0, \pi]$). Очевидно, что профили плотности вероятности в этих четырех зонах симметричны: это следствие равновероятности направлений $\xi_i = 0$ и $\xi_i = \pi$. При увеличении интенсивности поля (от рис. 1(а) к рис. 1(в)) плотность вероятности сильно растет в углах; это означает, что параллельное выравнивание легких осей реализуется все чаще и чаще в паре СПН, расположенных в конфигурации «голова-хвост» параллельно приложенному полю.

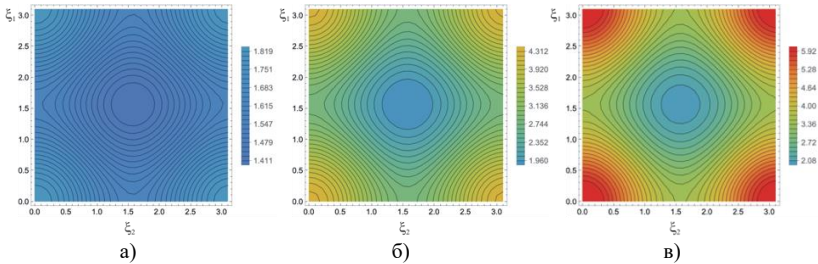


Рис. 1. Влияние напряженности магнитного поля. Контурные портреты осей легкого намагничивания $g(\xi_1, \xi_2, \mathbf{r})$ в плоскости $\xi_1 \in [0, \pi], \xi_2 \in [0, \pi]$ для феррожидкости с объемной концентрацией СПН 10%, $\lambda = 1, \sigma = 1$ для пары СПН, расположенных в конфигурации «голова-хвост» параллельно приложенному магнитному полю ($\mathbf{r} \parallel \mathbf{H}, |\mathbf{r}| = d$); $\alpha=1$ (а), 3 (б) и 5 (в)

Поскольку ориентация легких осей СПН происходит опосредованно через магнитный момент за счет энергии Нееля, эффект выравнивания направлений легких осей оказывается сильно зависящим от энергии магнитной анизотропии, мерой которой является параметр σ . Когда энергия анизотропии сравнима с тепловой энергией этот эффект проявляется слабо, как показано на рис. 2(а). Однако дальнейшее увеличение анизотропии приводит к резкому росту вероятности выравнивания легких осей: рис. 2(б) и (в). С другой стороны, в магнитном материале СПН при фиксированной температуре увеличение σ может быть связано с ростом размера СПН. Следовательно, оси легкого намагничивания СПН более крупных фракций сильнее коррелируют друг с другом в димерах СПН. Фактически, этот результат позволяет предположить, что магнитная ориентация СПН способствует образованию цепочечных агрегатов, вытянутых в направлении магнитного поля. Более того, ожидается, что

эти цепочечные кластеры будут состоять, в основном, из самых крупных частиц, которые обладают наибольшими магнитными моментами и значениями σ .

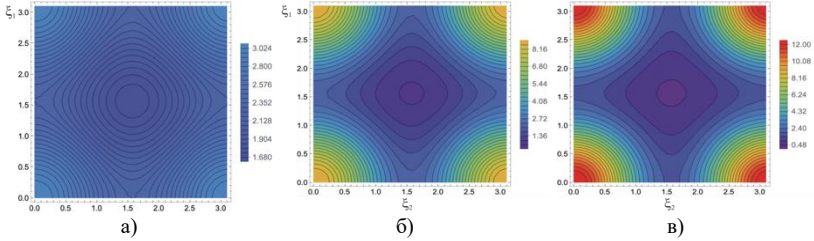


Рис. 2. Влияние магнитной анизотропии СПН. Контурные портреты осей легкого намагничивания $g(\xi_1, \xi_2, \mathbf{r})$ в плоскости $\xi_1 \in [0, \pi]$, $\xi_2 \in [0, \pi]$ для феррожидкости с объемной концентрацией СПН 10%, $\lambda = 1$, $\alpha = 2$ для пары СПН, расположенных в конфигурации «голова-хвост» параллельно приложенному магнитному полю ($\mathbf{r} \parallel \mathbf{H}$, $|\mathbf{r}| = d$); $\sigma=1$ (а), 5 (б) и 10 (в).

Влияние интенсивности диполь-дипольного взаимодействия показано на рис.3 для наиболее вероятной конфигурации СПН в феррожидкости ($\mathbf{r} \parallel \mathbf{H}$, $|\mathbf{r}| = d$), находящейся в магнитном поле $\alpha = 1$. Для слабого взаимодействия (рис. 3(а), $\lambda = 0.5$) корреляции осей легкого намагничивания выражены слабо. Однако усиление взаимодействия, то есть увеличение λ от рис. 3(а) к рис. 3(в), приводит к усилению корреляции легких осей СПН вдоль направления поля.

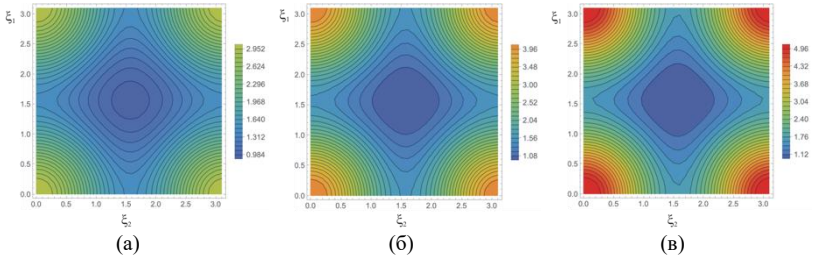


Рис. 3. Влияние интенсивности диполь-дипольных взаимодействий между СПН. Контурные портреты осей легкого намагничивания $g(\xi_1, \xi_2, \mathbf{r})$ в плоскости $\xi_1 \in [0, \pi]$, $\xi_2 \in [0, \pi]$ для феррожидкости с объемной концентрацией СПН 10%, $\sigma = 10$, $\alpha = 1$ для пары СПН, расположенных в конфигурации «голова-хвост» параллельно приложенному магнитному полю ($\mathbf{r} \parallel \mathbf{H}$, $|\mathbf{r}| = d$); $\lambda=0.5$ (а), 1 (б) и 1.5 (в).

Как уже упоминалось выше, существующие теоретические модели образования цепочечных агрегатов не учитывали энергию магнитной анизотропии. Представленные в работе результаты показывают, что будущие исследования по этой проблеме должны быть сосредоточены на теоретическом анализе того, как выравнивание легких осей СПН в магнитном поле влияет на количество и длину образующихся цепочечных агрегатов. Этот вопрос становится еще более важным, если рассматривать применение суспензий СПН для синтеза текстурированных феррокомпозитов путем заморозки или полимеризации жидкой матрицы. Сборка СПН в цепочки при синтезе феррокомпозита в присутствии магнитного поля в значительной степени изменяет магнитное поведение этих материалов. Данная работа представляет собой значительный шаг на пути к детальному количественному описанию этого технологически важного класса функциональных материалов.

Финансирование.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 23-12-00039.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ivanov A.O., Elfimova E.A. Pair correlations of the easy magnetisation axes of superparamagnetic nanoparticles in a ferrofluid/ferrocomposite // *Nanoscale (Accepted)*. 2024. DOI: 10.1039/D4NR00829D.
2. Ivanov A.O., Kuznetsova O.B., Magnetic properties of dense ferrofluids: An influence of interparticle correlations // *Physical Review E*. 2001. Vol. 64. art. num. 041405.

ПЕРЕХОДЫ ТИПА ФРЕДЕРИКСА В СУСПЕНЗИЯХ ГЁТИТОВЫХ НАНОСТЕРЖНЕЙ НА ОСНОВЕ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Петров Д.А., Копытова Е.А.

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

Аннотация. На основе континуальной теории изучено влияние магнитного поля на ориентационную структуру суспензии гётитовых наностержней в нематическом жидком кристалле с отрицательной диамагнитной анизотропией. На примере безграничного образца показано, что магнитное поле индуцирует в жидкокристаллической суспензии ориентационные переходы типа Фредерикса, при которых пороговым образом меняется характер ориентационного сцепления молекул жидкого кристалла и примесных частиц от начального планарного типа к гомеотропному. Дополнительно предложена молекулярно-статистическая теория, позволяющая описать влияние температуры на ориентационные переходы в суспензии.

Ключевые слова: жидкий кристалл; суспензия; гётит; ориентационные переходы



ПЕТРОВ Данил Александрович окончил Пермский государственный национальный исследовательский университет в 2010 году. В 2013 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Имеет 31 статью в журналах, входящих в международные базы данных научного цитирования Web of Science и Scopus. Работает доцентом кафедры физики фазовых переходов ПГНИУ.



КОПЫТОВА Елизавета Андреевна окончила Пермский государственный национальный исследовательский университет в 2023 году по направлению «Прикладные математика и физика». В настоящее время обучается в магистратуре физико-математического института ПГНИУ.

Исследование жидких кристаллов (ЖК) и композитов на их основе за последнее десятилетие стало актуальной темой в физике мягких конденсированных сред. Благодаря сочетанию текучести и анизотропии физических свойств ЖК нашли применение в различных технических приложениях: оптике, фотонике, телекоммуникационных устройствах медицине и др.

Известно, что нематические ЖК (НЖК) или нематики характеризуются анизотропией диамагнитных и диэлектрических свойств [1]. Эти свойства позволяют наблюдать так называемый переход Фредерикса [1], когда под

действием внешнего поля направление преимущественной ориентации палочкообразных молекул ЖК, задаваемое единичным вектором – директором \mathbf{n} , меняется пороговым образом. Управление ориентационной структурой обычных нематиков происходит в относительно больших магнитных полях ($B \sim 1$ Тл) в силу малых значений анизотропии диамагнитной восприимчивости НЖК ($|\chi_a^n| \sim 10^{-6} - 10^{-7}$). Однако существует способ увеличить отклик нематической матрицы на внешнее магнитное поле посредством добавления в неё небольшого числа магнитных наночастиц. В настоящее время изучаются и изготавливаются суспензии на основе ЖК-матриц с различными частицами: ферромагнитными и сегнетоэлектрическими частицами, углеродными нанотрубками, фуллеренами, квантовыми точками и др. Свойства таких суспензий даже в случае малой концентрации примеси ($y_p \sim 10^{-4}$ по объёму) существенно отличаются от свойств беспримесного НЖК.

В настоящей работе исследуются суспензии гётитовых наностержней в НЖК [2]. Такие примесные частицы обладают остаточным магнитным моментом, который позволяет ей ориентироваться по полю даже в слабых полях. К тому же частицы гётита обладают отрицательной анизотропией диамагнитной восприимчивости ($\chi_a^p < 0$), и в достаточно сильных полях они будут стремиться развернуться перпендикулярно полю. Наличие конкурирующих ориентационных механизмов в суспензиях гётитовых частиц на основе нематических матриц приводит к интересному и неожиданному фазовому поведению, включая возвратные переходы, оптическую бистабильность и др. Все это требует подробного теоретического описания, чему и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим суспензию гётитовых наностержней на основе НЖК с отрицательной анизотропией диамагнитной восприимчивости. Считаем, что образец находится вдали от ориентирующих границ (приближение неограниченного образца), тогда в рамках континуальной теории [2, 3] объёмную плотность свободной энергии суспензии F можно записать в следующем виде

$$F = F_{dia}^n + F_{dia}^p + F_{dip} + F_{coupl}, \quad (1)$$

$$F_{dia}^n = -\frac{1}{2} y_n \mu_0 \chi_a^n (\mathbf{H} \cdot \mathbf{n})^2, \quad F_{dia}^p = \frac{1}{2} y_p \mu_0 |\chi_a^p| (\mathbf{H} \cdot \mathbf{m})^2,$$

$$F_{dip} = -\frac{\mu_0 \mu}{v_p} y_p (\mathbf{H} \cdot \mathbf{m}), \quad F_{coupl} = -\frac{W_p}{d} y_n y_p (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2.$$

Вклады F_{dia}^n и F_{dia}^p учитывают диамагнитные свойства ЖК-матрицы

и примесных частиц соответственно, вклад F_{dip} учитывает энергию магнитных моментов частиц гётита в магнитном поле, а слагаемое F_{coupl} позволяет учесть ориентационную связь директоров ЖК \mathbf{n} и наностержней гётита \mathbf{m} . Здесь также определены y_p и $y_n = 1 - y_p$ – объемные доли гётитовых наночастиц и ЖК соответственно; v_p – объем гётитовой частицы; μ – величина магнитного момента частицы; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; $\chi_a^n < 0$ и $\chi_a^p < 0$ – анизотропии диамагнитной восприимчивости НЖК и гётитовых частиц соответственно; W_p – поверхностная плотность энергии сцепления молекул ЖК с поверхностью частиц (считаем $W_p > 0$, в этом случае в отсутствие магнитного поля $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m}$ – планарное сцепление директоров ЖК и частиц); d – поперечный размер гётитового наностержня.

Направим магнитное поле вдоль оси x декартовой системы координат $\mathbf{H} = (H, 0, 0)$, тогда решения для директоров \mathbf{n} и \mathbf{m} можно искать в следующем виде $\mathbf{n} = (\cos \Phi, \sin \Phi, 0)$ и $\mathbf{m} = (\cos \Psi, \sin \Psi, 0)$, где Φ и Ψ – углы отклонения директоров ЖК и частиц от направления поля соответственно. После подстановки решений для \mathbf{n} и \mathbf{m} в (1) выражение для безразмерной объемной плотности свободной энергии $\mathcal{F} = F / (\mu_0 y_p |\chi_a^p| H_0^2)$ примет вид

$$\mathcal{F} = -\frac{1}{2} \Upsilon h^2 \cos^2 \Phi + \frac{1}{2} h^2 \cos^2 \Psi - h \cos \Psi - \sigma \cos^2 (\Phi - \Psi). \quad (2)$$

Здесь введено безразмерное магнитное поле $h = H / H_0$ и определены следующие параметры

$$H_0 = \frac{\mu}{v_p |\chi_a^p|}, \quad \Upsilon = \frac{y_n \chi_a^n}{y_p |\chi_a^p|}, \quad \sigma = \frac{W_p y_n |\chi_a^p| v_p^2}{d \mu_0 \mu^2}. \quad (3)$$

В качестве единицы напряженности магнитного поля выбрана величина H_0 , $\sigma > 0$ – безразмерная энергия сцепления частиц с ЖК матрицей, параметр $\Upsilon < 0$ отвечает за то, какой из двух квадрупольных ориентационных механизмов преобладает в суспензии. При $|\Upsilon| > 1$ преобладает механизм, связанный с матрицей, а при $|\Upsilon| < 1$ – с примесными частицами гётита.

Уравнения ориентационного равновесия суспензии могут быть получены из условия минимума $\partial F / \partial \Phi = 0$, $\partial F / \partial \Psi = 0$ плотности свободной энергии (1)

$$\begin{aligned} \Upsilon h^2 \sin 2\Phi + 2\sigma \sin 2(\Phi - \Psi) &= 0, \\ h^2 \sin 2\Psi - 2h \sin \Psi + 2\sigma \sin 2(\Phi - \Psi) &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Система уравнений (4) допускает несколько тривиальных и одно нетривиальное решения, которые отвечают различным ориентационным фазам. Первое тривиальное решение отвечает планарной фазе (ПФ), в которой направления директоров НЖК и частиц совпадает с направлением магнитного поля ($\Phi = \Psi = 0$). Нетривиальному решению отвечает угловая фаза (УФ), где углы между директорами компонентов суспензии и направлением внешнего магнитного поля отличны от нуля и $\pi/2$. Второе тривиальное решение отвечает гомеотропной фазе (ГФ), в которой директор ЖК направлен ортогонально полю, а директор частиц гётита – параллельно ему ($\Phi = \pi/2$, $\Psi = 0$). Схематически ориентационные фазы представлены на рис. 1.

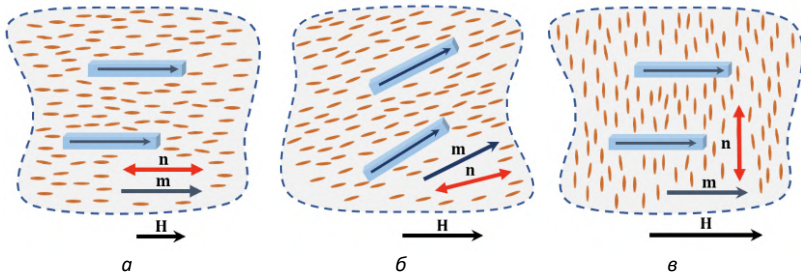


Рис. 1. Схематическое изображение суспензии в (а) планарной (ПФ), (б) угловой (УФ) и (в) гомеотропной (ГФ) фазах

Следуя работе [3], были получены аналитические выражения, позволяющие определить пороговые поля переходов между планарной и угловой фазами $h_c = h_c(\sigma)$, а также между гомеотропной и угловой фазами $h_r = h_r(\sigma)$:

$$\sigma = -\frac{1}{2} \frac{\Upsilon h_c^2 (1 - h_c)}{h_c (\Upsilon - 1) + 1}, \quad \sigma = \frac{1}{2} \frac{\Upsilon h_r^2 (1 - h_r)}{h_r (\Upsilon + 1) - 1}. \quad (5)$$

На рис. 2 представлена диаграмма ориентационных фаз суспензии, построенная для $\Upsilon = -10$. Для расчётов мы воспользовались значениями материальных параметров из работы [2].

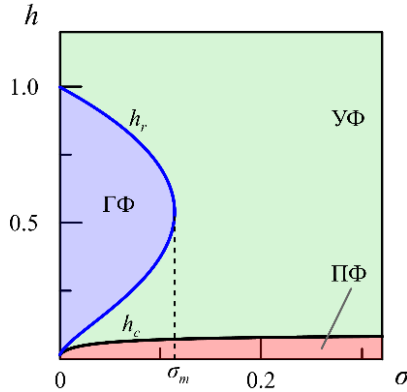


Рис. 2. Диаграмма ориентационных фаз суспензии на плоскости магнитное поле h – энергия сцепления σ для $\Upsilon = -10$, $\sigma_m = 0.11$

Из рис. 2 видно, что существует критическое значение энергии сцепления $\sigma = \sigma_m$. В случае сильного сцепления ($\sigma > \sigma_m$) с ростом магнитного поля происходит всего один переход типа Фредерикса из начальной планарной фазы в угловую фазу, а для слабого сцепления ($\sigma < \sigma_m$) в суспензии происходит каскад ориентационных переходов: ПФ-УФ-ГФ-УФ. Удалось получить аналитическое выражение для критического значения энергии сцепления

$$\sigma_m = \frac{\Upsilon(3\Upsilon + \sqrt{\Upsilon(\Upsilon - 8)})(\Upsilon + 4 - \sqrt{\Upsilon(\Upsilon - 8)})^2}{32(\Upsilon + 1)^3(\Upsilon - \sqrt{\Upsilon(\Upsilon - 8)})}. \quad (6)$$

На рис. 3 представлены результаты расчётов системы уравнений (4) для $\Upsilon = -10$. В случае слабого сцеплением частиц с ЖК-матрицей ($\sigma = 0.05 < \sigma_m$) с ростом магнитного поля происходит последовательность фазовых переходов ПФ-УФ-ГФ-УФ (см. рис. 3 а). Отметим, что при $h > h_r$ значение угла ориентации директора Φ слабо отличается от $\pi/2$. В случае сильного сцепления частиц и ЖК ($\sigma = 2.5 > \sigma_m$) с ростом магнитного поля происходит лишь один переход типа Фредерикса (рис. 3 б).

Континуальная теория позволяет описывать индуцируемые магнитным полем ориентационные переходы в ЖК-сuspensions наночастиц, но она не пригодна для описания влияния температуры на ориентационную и магнитную структуру системы. Это позволяет сделать молекулярно-статистическая теория, предложенная недавно [4].

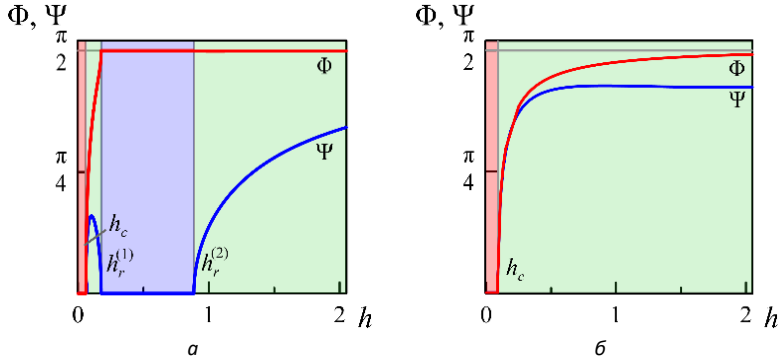


Рис. 3. Зависимости углов ориентации директоров ЖК Φ , и наностержней гётита Ψ от напряженности магнитного поля h для $\Upsilon = -10$ в случае (а) слабого ($\sigma = 0.05$) и (б) сильного ($\sigma = 2.5$) сцепления частиц с ЖК-матрицей

Следуя работе [4], запишем безразмерное выражение $\tilde{\mathcal{F}}$ для свободной энергии суспензии \tilde{F} в приближении среднего поля

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{F}} = \tilde{F} \frac{v_n}{\lambda V} = & -\frac{1}{2} y_n^2 \eta_{ik}^n \eta_{ik}^n - y_n y_p \gamma \omega \eta_{ik}^n \eta_{ik}^p - y_p \gamma M_i h_i - \\ & - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{3}} h_i h_k (y_n \xi \eta_{ik}^n - y_p \zeta \eta_{ik}^p) + y_n \tau \langle \ln W_n \rangle + y_p \gamma \tau \langle \ln W_p \rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

В выражении (7) по повторяющимся тензорным индексам подразумевается суммирование. Здесь введены тензорные параметры порядка ЖК η_{ik}^n и наночастиц гётита η_{ik}^p , а также векторный параметр порядка $M_i = M m_i$ – дипольная часть приведенной намагниченности частиц ($M = \langle \mathbf{m} \rangle$ – величина приведенной намагниченности). Тензоры ориентации в общей двусосной форме записи имеют вид

$$\eta_{ik}^n = \sqrt{\frac{3}{2}} R_n \left(l_i l_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right) + \frac{1}{\sqrt{2}} Q_n (n_i n_k - k_i k_k),$$

$$\eta_{ik}^p = \sqrt{\frac{3}{2}} R_p \left(l_i l_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right) + \frac{1}{\sqrt{2}} Q_n (m_i m_k - p_i p_k). \quad (8)$$

В (8) определены скалярные параметры порядка

$$\begin{aligned} R_n &= \langle P_2(\mathbf{l}\mathbf{v}) \rangle, & R_p &= \langle P_2(\mathbf{l}\mathbf{e}) \rangle, \\ Q_n &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle P_2(\mathbf{n}\mathbf{v}) - P_2(\mathbf{k}\mathbf{v}) \rangle, & Q_p &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle P_2(\mathbf{m}\mathbf{e}) - P_2(\mathbf{p}\mathbf{e}) \rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $P_2(x)$ – второй полином Лежандра и введены две тройки единичных ортогональных векторов $\mathbf{l} = (0, 0, 1)$, $\mathbf{n} = (\cos \Phi, \sin \Phi, 0)$, $\mathbf{k} = \mathbf{l} \times \mathbf{n}$ и $\mathbf{l} = (0, 0, 1)$, $\mathbf{m} = (\cos \Psi, \sin \Psi, 0)$, $\mathbf{p} = \mathbf{l} \times \mathbf{m}$. В отсутствие магнитного поля при $\Phi = \Psi = 0$ ($\mathbf{n} = \mathbf{m}$, $\mathbf{k} = \mathbf{p}$) тензоры η_{ik}^n и η_{ik}^p описывают три эквивалентные одноосные структуры с директорами суспензии \mathbf{l} , \mathbf{n} или \mathbf{k} . Единичные векторы \mathbf{v} и \mathbf{e} определяют ориентации длинных осей отдельных молекул и частиц соответственно. Смысл параметров порядка (9) описан в работе [4]. В (7) используются те же обозначения для объёмных долей ЖК y_n и частиц y_p , величина λ играет роль константы среднего поля Майера – Заупе [1], V – объём образца, $\gamma = v_n / v_p$ – относительный размер частиц (v_n – объём молекулы ЖК), параметр ω описывает относительную роль анизотропного ориентационного взаимодействия между частицами и ЖК-матрицей ($\omega > 0$ для планарного типа сцепления молекул ЖК с поверхностью частиц), W_n и W_p – одночастичные функции распределения молекул и частиц по ориентациям их длинных осей соответственно, $\tilde{h}_i = H_i \mu_0 \mu / \lambda$ – безразмерное магнитное поле, $\tau = k_B T / \lambda$ – безразмерная температура. Здесь также введены безразмерные параметры $\xi = \tilde{\chi}_a^n \lambda / (\mu_0 \mu^2)$ и $\zeta = |\tilde{\chi}_a^p| \lambda / (\mu_0 \mu^2)$, где $\tilde{\chi}_a^n$ и $\tilde{\chi}_a^p$ – анизотропии диамагнитной восприимчивости одной молекулы и частицы гётита соответственно.

Минимизация выражения (7) также позволяет получить уравнения ориентационного равновесия для углов ориентации директоров ЖК и частиц соответственно

$$\begin{aligned} \sqrt{3} \xi Q_n \tilde{h}^2 \sin 2\Phi + 6 y_p \gamma \omega Q_n Q_p \sin 2(\Phi - \Psi) &= 0, \\ \sqrt{3} \zeta Q_p \tilde{h}^2 \sin 2\Psi - 3 M \tilde{h} \sin \Psi + 6 y_n \omega Q_n Q_p \sin 2(\Phi - \Psi) &= 0, \end{aligned} \quad (10)$$

которые имеют аналогичным уравнениям (4) вид. Система уравнений (10) должны быть дополнены уравнениями самосогласования для параметров порядка R_n , R_p , Q_n , Q_p и M (см. определения (9)). Это в конечном счёте позволит теоретически описать влияние как внешнего магнитного поля, так и температуры на ориентационные фазовые переходы типа Фредерикса в коллоидных суспензиях гётитовых наностержней в НЖК.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Минобрнауки России (проект № FSNF-2023-0004).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. de Gennes P.G., Prost J. The Physics of Liquid Crystals, 2nd edition // Clarendon Press, Oxford, 1993. P. 56–59.
2. Burylov S., Petrov D., Lacková V. et al. Ferromagnetic and antiferromagnetic liquid crystal suspensions: Experiment and theory // Journal of Molecular Liquids. 2021. Vol. 321. Art. No. 114467.
3. Zakhlevnykh A. N. Threshold magnetic fields and Fréedericksz transition in a ferronematic // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2004, Vol. 269, P. 238–244.
4. Petrov D. A. Liquid-crystal composites of carbon nanotubes in a magnetic field: Bridging continuum theory and a molecular-statistical approach. // Physical Review E., 2023, Vol. 107(5), 050701(16).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ БИНОДАЛЬНОЙ КРИВОЙ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Иванов А.С.¹, Сомов С.А.

«Институт механики сплошных сред Уральского отделения
Российской академии наук» - филиал ФГБУН ПФИЦ УрО РАН
Российская Федерация, г. Пермь,
e-mail: lesnichiy@icmm.ru¹

Аннотация. Впервые предложен экспериментальный метод построения бинодальной кривой магнитной жидкости, позволяющей количественно предсказывать концентрационное расслоение коллоида в результате магнито-индуцированного фазового перехода первого рода вида «газ – жидкость». Метод основан на анализе фото изображений капельных агрегатов в ячейке Хеле-Шоу, заполненной магнитной жидкостью, в рамках модели бидисперсной феррожидкости. Метод апробирован на четырех образцах магнитной жидкости, отличающихся между собой дисперсным составом. Полученные бинодальные кривые отображают индивидуальные особенности образцов.

Ключевые слова. Магнитная жидкость, бинодальная кривая, бидисперсная модель, капельные агрегаты, фазовый переход.



ИВАНОВ Алексей Сергеевич окончил ПГУ по специальности «Радиофизика» в 2006 году. В настоящее время является заведующим лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.



СОМОВ Сергей Андреевич окончил ПГУ в 2018 году по направлению магистратуры «Радиофизика» и в 2022 году аспирантуру по направлению «механика жидкости, газа и плазмы». В настоящее время инженер лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.

Введение

Магнитные жидкости [1] исследуются в учебных и научных организациях по нескольким причинам. С позиции фундаментальной науки они представляют собой интересные модельные среды с гипертрофированными диполь-дипольными межчастичными взаимодействиями. Для прикладных задач магнитные жидкости важны в качестве материала, совмещающего в себе одновременно два и более полезных качества, например, возможность манипуляции течением с помощью магнитного поля и сильный пирромагнитный коэффициент. Все прикладные работы

можно разделить на две большие группы: технические устройства и биомедицинские приложения. Зачастую, требования к магнитным жидкостям в этих двух группах диаметрально противоположны. Например, в магнитожидкостных герметизаторах важно, чтобы жидкость-носитель не испарялась в течение длительного срока службы устройства (вакуумное масло, кремнийорганические жидкости), а в медицине ключевую роль играет биосовместимость (вода). К аналогичному выводу можно прийти при изучении такого явления как агрегирование коллоидных частиц в результате магнитоуправляемого фазового перехода первого рода. Суть этого явления заключается в том, что в любой магнитной жидкости, содержащей достаточное количество крупных (для магнетитовых >18 нм) частиц, возможно вызвать агрегацию частиц, если приложенное магнитное поле достаточно большой интенсивности (превышает пороговое значение для данной температуры). Это явление считается вредным для техники, но полезным в медицине, например, в тромболитической терапии при инсультах [2]. При этом в любом случае необходимо знать и уметь предсказать поведение магнитной жидкости при некоторой комбинации внешних воздействий (в поле H при температуре T).

Предлагаемая работа посвящена практическому решению описанной задачи – разработке лабораторного метода, позволяющего экспериментально измерить бинодальную кривую – индивидуальную характеристику феррожидкости на фазовой диаграмме, позволяющую предсказать соотношение фаз и концентрации коллоидных частиц в каждой из них при заданных H и T .

Описание метода

В основе лабораторного метода построения бинодальной кривой магнитной жидкости лежит тщательный сбор исходных данных о физических свойствах исследуемого образца магнитной жидкости. Необходимыми вспомогательными данными являются: информация об исходных материалах, из которых изготовлена жидкость (ПАВ, носитель, материал частиц), плотность, квазистатическая кривая намагничивания, пригодная для магнитогранулометрического анализа. В качестве основных данных является зависимость объемной доли конденсированной фазы (капельных агрегатов) при (как можно более разнообразном) наборе комбинаций внешних воздействий. Эту информацию предлагается получить с помощью обработки фотографий, полученных на установке, описанной ранее в [3]. Установка представляет собой термостатированную прозрачную ячейку Хеле-Шоу, позволяющую получить тонкий (0.1 мм) слой магнитной жидкости при заданной температуре T ,

и помещать его в рабочую область катушек Гельмгольца, которые намагничивают исследуемый образец однородным магнитным полем. Образец наблюдается в инструментальный микроскоп посредством фотокамеры, монтированной в головку и подключенную к компьютеру. При возникновении в магнитной жидкости капельных агрегатов, они фотографируются. Снимки впоследствии обрабатываются скриптом, написанном на языке Python (рис. 1). Работа программы заключается в цифровой обработке изображения (с целью повышения контрастности и избавления от шумов) и поиске объектов эллипсоидальной формы. Программа распознает эти объекты, сохраняет их размеры и координаты в отдельный файл и вычисляет суммарный объем всех капельных агрегатов. Зная объем области всего кадра, толщину слоя и объем капельных агрегатов, можно вычислить объемную долю, занятую «жидкой» и «газообразной» фазами при T и H . Чем больше этот массив данных – тем полнее будет итоговая экспериментальная зависимость.

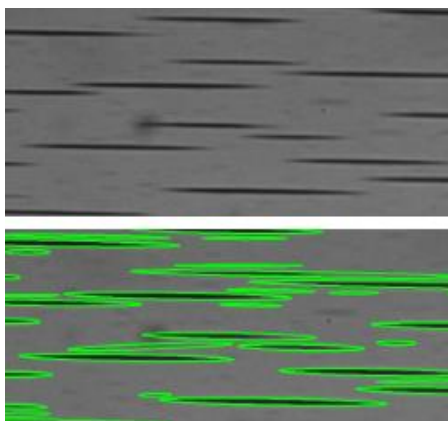


Рис. 1. Фотография ячейки Хеле-Шоу с магнитной жидкостью и капельными агрегатами в ней до (сверху) и после обработки (снизу)

Теоретическая модель

К сожалению, перечисленных экспериментальных данных недостаточно для построения бинодальной кривой магнитной жидкости, поэтому требуется прибегнуть к некоторой теоретической модели, способной восполнить недостающие знания об исследуемом объекте, исходя из разумных предположений и на основе имеющихся данных об индивидуальных особенностях исследуемого образца феррожидкости. На сегодняшний день наиболее современной и совершенной является модель фазового расслоения бифракционной феррожидкости, основанная на термодинамической теории возмущений первого порядка [4]. Согласно подходу [4], непрерывная функция распределения исследуемой феррожидкости заменяется гистограммой с двумя столбцами, соответствующую

цами «малым» и «крупным» частицам. Молярная концентрация первых составляет примерно 95 %, а их диаметр не превышает 10 нм. Крупные частицы, наоборот, в процентном отношении малочисленны, а их диаметр как правило превышает 16 нм. Далее для полученной бидисперсной модели записывается система из 5 уравнений, 2 из которых являются линейными (описывают сохранения суммарного объема частиц обеих фракций по двум фазам), и 3 трансцендентных нелинейных уравнений, описывающих условие термодинамического равновесия. При наступлении последнего выполняется равенство химического потенциала для «мелких» частиц в газовой и жидкой фазе. Аналогичные условия формулируются по отдельности для «крупных» частиц и молекул жидкости-носителя.

Демонстрация метода

Описанный подход был применен к нескольким образцам магнитной жидкости вида «магнетит – олеиновая кислота – керосин».

Результаты работы метода продемонстрированы на рис. 2 для одного из исследованных образцов. В качестве исходных данных была взята непрерывная функция распределения частиц по диаметрам магнитных ядер (рис. 2 слева), которая аппроксимировалась бифракционной гистограммой, согласно которой диаметр «мелких» частиц равнялся приблизительно 6.5 нм, а «крупных» - 16.3 нм. Далее был обработан массив фотоснимков капельных агрегатов, конденсированных в этом образце при разных напряженностях магнитного поля и разных значениях температуры в диапазоне от 21 до 75 С.

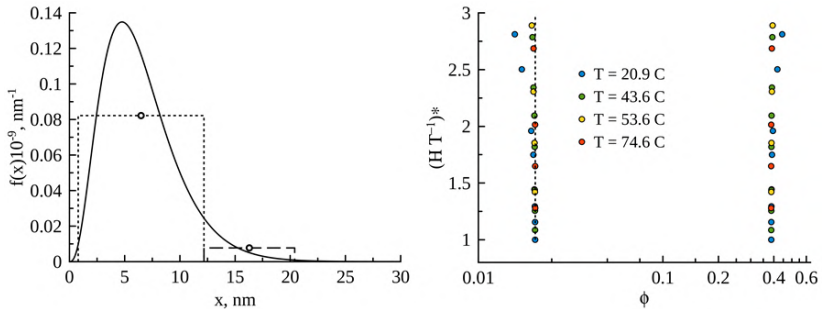


Рис. 2. Результат применения нового метода к тестируемому образцу магнитной жидкости. Слева – бифракционная аппроксимация функции распределения частиц по размерам. Справа – экспериментальная бинадальная кривая в координатах концентрация - нормированный параметр Ланжевена

Координаты точек по оси абсцисс были рассчитаны по описанному выше алгоритму, а по оси ординат точки расположены согласно нормированному параметру Ланжевена, удачно сочетающему отношение двух воздействий – магнитного поля и температуры.

Как видно из графика, практически все точки на соответствующих ветвях бинадальной кривой располагаются на одной общей кривой. Таковую зависимость можно использовать для предсказания термодинамической устойчивости магнитной жидкости при любых других параметрах (H , T), в том числе тех, которые не измерялись в эксперименте.

Работа выполнена в рамках крупного научного проекта при финансовой поддержке Минобрнауки России (соглашение № 075-15-2024-535 от 23.04.2024).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шлиомис М. И. Магнитные жидкости // Успехи физических наук, 1974. т. 112, вып. 3. с. 427-458.
2. Zubarev A. Yu., Musikhin A. Yu., Kuzhir P., Raboisson-Michel M., Verger-Dubois G. Magnetically induced circulation flow in thrombosed channels // Mathematical methods in the applied sciences, 2024. Vol. 47, Iss. 8, p. 6753-6761.
3. Ivanov A. S. Anomalous interfacial tension temperature dependence of condensed phase drops in magnetic fluids // Physics of fluids, 2018. Vol 30. Iss. 5, p. 052001-9.
4. Krutikova E. V., Ivanov A. O. The role of van der Waals forces in ferrofluid phase separation // Physics procedia, 2010. Vol. 9, p. 49-53.

НАМАГНИЧИВАНИЕ АГРЕГАТОВ МАГНИТНЫХ ГРАНУЛ ФРАКТАЛОПОДОБНОЙ СТРУКТУРЫ

Чемезова Е.А.¹, Соловьева А.Ю., Елфимова Е.А.

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Российская Федерация, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19,
E-mail: kat-chemezova@yandex.ru¹

Аннотация. Магнитные гранулы могут поглощаться клетками, в результате чего частично или полностью теряют свои поступательные и ориентационные степени свободы и образуют агрегат, который можно рассматривать как многогранульную частицу (МГЧ) [1]. Различное пространственное расположение гранул внутри МГЧ приводит к особенностям его реакции на приложенное магнитное поле. В работе изучен магнитный отклик нескольких МГЧ фракталоподобной структуры, отличающихся количеством магнитных гранул и фрактальной размерностью.

Ключевые слова: магнитные гранулы, фрактальный кластер, фрактальная размерность, магнитные моменты, метод Монте-Карло, намагниченность, функция Ланжевена



ЧЕМЕЗОВА Екатерина Алексеевна окончила бакалавриат Уральского федерального университета в 2024 году. В настоящее время является лаборантом-исследователем лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах Уральского федерального университета.



СОЛОВЬЕВА Анна Юрьевна окончила магистратуру Уральского федерального университета в 2015 году. В 2019 году защитила кандидатскую диссертацию на тему «Структурные и магнитные свойства полидисперсных феррожидкостей: теория и компьютерное моделирование». В настоящее время является доцентом кафедры теоретической и математической физики Уральского федерального университета.



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета им. А.М. Горького в 2000 году. В 2016 году защитила докторскую диссертацию на тему «Статистическая термодинамика и физические свойства магнитных жидкостей: роль многочастичных корреляций». В настоящее время является заведующей кафедрой теоретической и математической физики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.

Модель

МГЧ моделируется как N сферических однодоменных гранул диаметра σ . Каждая гранула с номером i характеризуется своим радиус-вектором \mathbf{r}_i , описывающим её центральное положение, и направлением магнитного момента \mathbf{m}_i . Предполагается, что конструкция неподвижна, то есть гранулы не могут свободно перемещаться и вращаться, меняя свое положение. Магнитные моменты гранул вовлечены в два вида взаимодействий:

1. межгранульные диполь-дипольные взаимодействия, описываемые потенциалом $U_d(ij)$:

$$U_d(ij) = \frac{\lambda \sigma^3 k_B T}{r_{ij}^3} [(\hat{\mathbf{m}}_i \cdot \hat{\mathbf{m}}_j) - 3(\hat{\mathbf{m}}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij})(\hat{\mathbf{m}}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij})],$$

где $\lambda = \mu_0 m^2 / 4\pi \sigma^3 k_B T$ – параметр диполь-дипольного взаимодействия, $k_B T$ – тепловая энергия, $r_{ij} = |\mathbf{r}_{ij}| = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ – расстояние между i -ой и j -ой гранулами, $\hat{\mathbf{m}}_i$ – единичный вектор магнитного момента, $\hat{\mathbf{r}}_{ij}$ – единичный вектор \mathbf{r}_{ij} ;

2. взаимодействие магнитного момента с внешним магнитным полем, моделируемое потенциалом $U_m(i)$:

$$U_m(i) = -\alpha k_B T (\hat{\mathbf{m}}_i \cdot \hat{\mathbf{h}}),$$

где $\alpha = \mu_0 m H / k_B T$ – параметр Ланжевена, $\hat{\mathbf{h}} = (0, 0, 1)$ – направление приложенного магнитного поля $\mathbf{H} = H \hat{\mathbf{h}}$.

Сборка фрактальных кластеров

Фрактальный кластер строится в некотором ограниченном поле в трехмерном пространстве. Пусть оно состоит из единичных кубиков, то есть поле имеет форму куба заданного размера. Первоначально это поле будет содержать только одну гранулу единичного диаметра в центральной ячейке.

Используем следующий алгоритм построения фрактальных кластеров в трехмерном пространстве:

- Гранулы запускаются по одной с произвольной случайно выбранной точки на оболочке шара заданного радиуса R_0 , построенного вокруг центральной ячейки-зародыша будущего кластера;

- далее пошагово моделируется случайное броуновское движение гранулы в пространстве – на каждом шагу гранула случайным образом перемещается в один из ближайших соседних узлов сетки, на которой происходит моделирование;

- в случае, если происходит касание гранулой кластера, она становится частью кластера и осуществляется запуск новой гранулы. Если в процессе своего движения гранула удаляется от центра кластера на расстояние, превышающее $3R_0$, то эта гранула исключается из рассмотрения и запускается следующая;

- процесс останавливается, когда нужное количество гранул попало в фрактальный кластер.

Поиск фрактальной размерности

Введем ряд обозначений. Пусть R – расстояние от центра кластера; $\rho(R)$ – концентрация гранул той части фрактального кластера, которая попала в описанную сферу радиуса R ; d – размерность пространства; d_f – фрактальная размерность кластера. Для трехмерного пространства справедливо соотношение:

$$\rho(R) = \frac{N(R)}{V(R)},$$

где $N(R)$ – количество гранул внутри описанного шара радиуса R и с объёмом $V(R)$.

Принимая во внимание, что $\rho(R) \sim R^{d_f - d}$, можно найти значение d_f следующим образом: пусть для простоты $\rho(R) = R^{d_f - d}$, тогда справедливо равенство $\ln \rho = (d_f - d) \ln R$. Пусть на оси абсцисс отложены значения $\ln R$, а на оси ординат – значения $\ln \rho$. На этом графике будут отмечены соответствующие точки для каждого R : $r, 3r, 5r, \dots$ и так далее пока не дойдём до минимального радиуса, внутри которого находятся все гранулы кластера, где r – радиус гранулы. Через эти точки мы можем провести прямую: если точек больше двух, то применяется метод наименьших квадратов. Зная γ – угол наклона прямой, можно определить величину $d_f - d$ – угловой коэффициент: $\tan \gamma = d_f - d$. Откуда $d_f = \tan \gamma + d$. Таким образом, фрактальная размерность найдена. На рис. 1 показан пример построения фрактального кластера и график для нахождения фрактальной размерности.

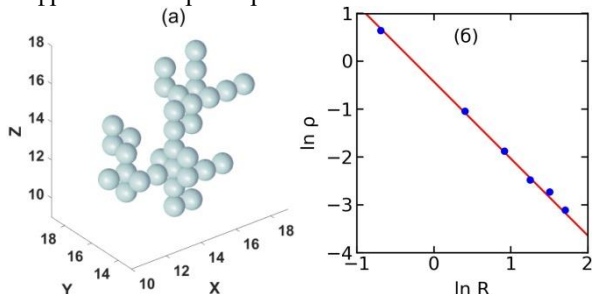


Рис. 1. (а) пример построения фрактального кластера из 32 гранул с фрактальной размерностью 1.4; (б) график для нахождения фрактальной размерности

В дальнейшем будем рассматривать 4 серии фрактальных кластеров: фрактальные кластеры из 32 гранул с фрактальной размерностью 1.4 и

1.6, и, аналогично, фрактальные кластеры из 56 гранул. Каждая серия содержит 10 кластеров, по которым проводилось дальнейшее усреднение результатов.

Намагниченность фрактальных кластеров

После присвоения каждой грануле случайного единичного магнитного момента, был произведен расчет намагниченности каждого кластера во внешнем магнитном поле методом Монте-Карло [2] следующим образом:

$$M = \frac{1}{N} \langle M_z \rangle_t,$$

где M_z – это z -компонента полного магнитного момента системы $\mathbf{M} = \sum_{i=1}^N \hat{\mathbf{m}}_i$.

Результаты вычислений намагниченности, усредненные по всем кластерам для каждой серии, показаны на рис. 2.

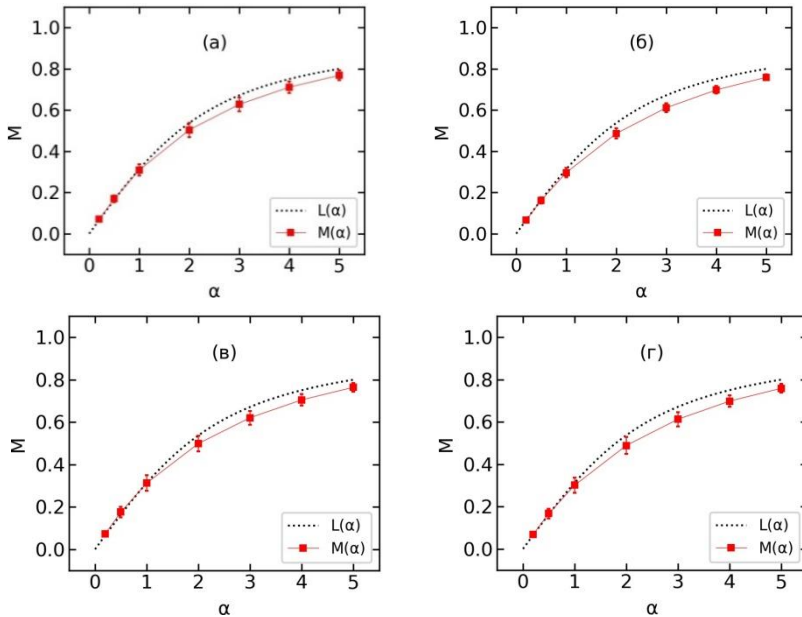


Рис. 2. Графики усредненной намагниченности каждой серии с указанием среднеквадратичного отклонения. Пунктирная черная линия – функция Ланжевена. Красные линии показывают усредненную намагниченность каждой серии фрактальных кластеров:

(а) серия из 32 гранул с фрактальной размерностью 1.4; (б) серия из 32 гранул с фрактальной размерностью 1.6; (в) серия из 56 гранул с фрактальной размерностью 1.4; (г) серия из 56 гранул с фрактальной размерностью 1.6

Можно заметить, что намагниченность всех фрактальных кластеров в расчете на одну гранулу независимо от их структурных характеристик в

среднем меньше, чем намагниченность одной гранулы, находящейся в магнитном поле (физический смысл функции Ланжевена). Это говорит о том, что в любом фрактальном кластере есть некоторый набор гранул, магнитные моменты которых образуют замкнутые контуры, тем самым, не внося свой вклад в намагниченность: они друг друга компенсируют и вносят нулевой суммарный вклад в намагниченность. Также можно увидеть, что намагниченности разных фрактальных кластеров с одинаковыми фрактальными размерностями расположены довольно близко друг к другу.

Также были отдельно рассмотрены те фрактальные кластеры, которые обладали максимальным и минимальным магнитным откликом, и получены следующие результаты: намагниченность кластера с минимальной намагниченностью в расчете на одну гранулу всегда меньше функции Ланжевена, а намагниченность кластера с максимальной намагниченностью в расчете на одну гранулу превосходит значения функции Ланжевена в малых полях ($\alpha < 3$). После анализа структуры указанных кластеров было установлено, что в структуре с минимальной намагниченностью преобладают горизонтальные цепочки, образуемые гранулами, а в структуре с максимальной намагниченностью – вертикальные цепочки. Отсюда можно сделать вывод, что чем больше в фрактальном кластере вертикальных участков по сравнению с горизонтальными (количественно и качественно, то есть по количеству участков и по количеству гранул в этих участках), то тем больше намагниченность фрактального кластера в расчете на одну гранулу.

Заключение

Таким образом, в процессе выполнения работы были сделаны следующие выводы:

- несмотря на различие структурных характеристик фрактальных кластеров, их графики намагниченности в расчете на одну гранулу расположены близко друг к другу;
- магнитные моменты гранул фрактальных кластеров могут образовывать замкнутые контуры;
- чем больше количественное и качественное преобладание вертикальных участков фрактального кластера над горизонтальными, тем выше намагниченность этого фрактального кластера в расчете на одну гранулу.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 24-72-00115.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. Blanco–Andujar, D. Ortega, P. Southern, Q. A. Pankhurst, N. T. K. Thanh. Highperformancemulti-coreiron oxide nanoparticles for magnetic hyperthermia: microwave synthesis, and the role of core-to-core interactions // *Nanoscale*. 2015. No 7. С. 1768-1775.
2. D. Frenkel, B. Smit. *Understanding Molecular Simulation* // Second edition. – San Diego: Academic Press, 2002.

МАГНИТНЫЙ ОТКЛИК КВАЗИСФЕРИЧЕСКИХ МНОГОГРАНУЛЬНЫХ ЧАСТИЦ С ИЗОТРОПНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

Грохотова Е.В.¹, Сокольский С.А., Соловьева А.Ю., Елфимова Е.А.
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Российская Федерация, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19,
E-mail: lena.grohotova@mail.ru¹

Аннотация. Мультигранульные магнитные частицы (МГЧ) и их суспензии активно изучаются экспериментально, создаются новые способы их конструирования, в том числе методы матричного синтеза. Данная работа посвящена изучению статического магнитного отклика квазисферических МГЧ, гранулы в которых закреплены в узлах простой кубической решетки. Рассмотрено несколько типов таких МГЧ, содержащих четное и нечетное количество гранул. Обнаружено, что МГЧ, состоящая из 7 гранул, обладает наиболее сильным магнитным откликом. В остальных рассмотренных МГЧ магнитные моменты формировали замкнутые контуры, что существенно влияло на начальную магнитную восприимчивость системы.

Ключевые слова: магнитные гранулы, кубическая решетка, магнитные моменты, метод Монте-Карло, начальная магнитная восприимчивость.



ГРОХОТОВА Елена Вячеславовна окончила бакалавриат Уральского федерального университета в 2024 году. В настоящее время является лаборантом-исследователем лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах Уральского федерального университета.



СОКОЛЬСКИЙ Сергей Александрович окончил аспирантуру Уральского федерального университета в 2023 году. В настоящее время является лаборантом-исследователем лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах Уральского федерального университета.



СОЛОВЬЕВА Анна Юрьевна окончила магистратуру Уральского федерального университета в 2015 году. В 2019 году защитила кандидатскую диссертацию на тему «Структурные и магнитные свойства полидисперсных феррожидкостей: теория и компьютерное моделирование». В настоящее время является доцентом кафедры теоретической и математической физики Уральского федерального университета.



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета им. А.М. Горького в 2000 году. В 2016 году защитила докторскую диссертацию на тему «Статистическая термодинамика и физические свойства магнитных жидкостей: роль многочастичных корреляций». В настоящее время является заведующей кафедрой теоретической и математической физики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.

Магнитные наночастицы являются основой для целого класса современных smart-материалов (феррожидкостей, ферроэластомеров, феррогелей, ферронематиков и т.д.), отличительной особенностью которых является высокая чувствительность их материальных свойств к приложенному внешнему полю. Понимание, предсказание и управление этими особенностями чрезвычайно важно для разработки методов магнитно-резонансной томографии, визуализации магнитными частицами, тканевой инженерии и магнитно-гипертермической терапии рака. Для улучшения свойств традиционных магниторелологических суспензий были синтезированы частицы, которые в англоязычной литературе получили название «multi-core particle». Мультигранулярная частица может быть охарактеризована как частица, содержащая в себе ансамбль нанокристаллов (гранул) с различной степенью плотности упаковки, а пространственная структура этого ансамбля зафиксирована полимерной оболочкой. Мультигранулярные частицы и их суспензии активно изучаются экспериментально, создаются новые способы их конструирования, в том числе методы матричного синтеза. Однако, фундаментальные свойства МГЧ остаются неизученными, что в итоге ограничивает возможности их применения. Как правило, теоретические исследования свойств МГЧ предполагают, что МГЧ содержит большое количество гранул (порядка 100). Однако МГЧ, формирующиеся внутри клеток, содержат небольшое количество гранул, и намагничивание таких МГЧ очень сильно зависит от пространственного расположения гранул [1, 2].

В данной работе рассмотрены квазисферические МГЧ, гранулы в которых закреплены в узлах простой кубической решетки с ребром, равном диаметру гранул σ . Рассмотрено несколько типов таких МГЧ, содержащих четное и нечетное количество гранул: $N=8$, $N=32$, $N=136$ в четном случае (рис. 1) и $N=7$, $N=33$, $N=123$ в нечетном случае (рис. 2). При этом МГЧ с нечетным количеством частиц имеют центральную гранулу с координатами $(0,0,0)$, а для МГЧ с четным количеством частиц в начале системы координаты гранула отсутствует.

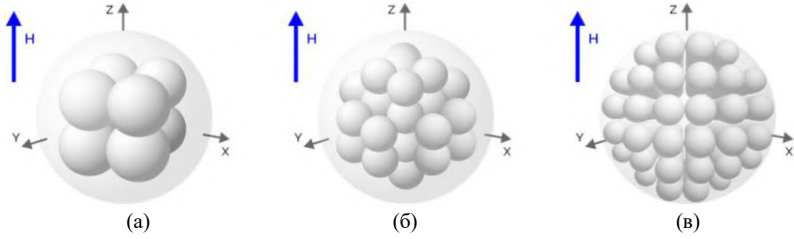


Рис. 1. Модельные многогранульные частицы с четным количеством гранул N : (а) $N=8$, (б) $N=32$, (в) $N=136$.

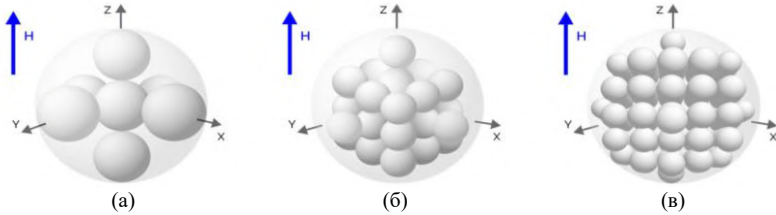


Рис. 2. Модельные многогранульные частицы с нечетным количеством гранул N : (а) $N=7$, (б) $N=33$, (в) $N=123$.

Каждая гранула с номером i характеризуется своим радиус-вектором \mathbf{r}_i , описывающем ее центральное положение, и направлением магнитного момента \mathbf{m}_i . Предполагается, что конструкция неподвижна, то есть гранулы не могут свободно перемещаться и вращаться, меняя свое положение. Магнитные моменты гранул вовлечены в два вида взаимодействий:

1. межгранульные диполь-дипольные взаимодействия, описываемые потенциалом $U_d(ij)$:

$$U_d(ij) = \frac{\lambda \sigma^3 k_B T}{r_{ij}^3} [(\hat{\mathbf{m}}_i \cdot \hat{\mathbf{m}}_j) - 3(\hat{\mathbf{m}}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij})(\hat{\mathbf{m}}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij})],$$

где $\lambda = \mu_0 m^2 / 4\pi \sigma^3 k_B T$ – параметр диполь-дипольного взаимодействия, $k_B T$ – тепловая энергия, $r_{ij} = |\mathbf{r}_{ij}| = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ – расстояние между i -ой и j -ой гранулами, $\hat{\mathbf{m}}_i$ – единичный вектор магнитного момента $\mathbf{m}_i = m \hat{\mathbf{m}}_i$, $\hat{\mathbf{r}}_{ij}$ – единичный вектор \mathbf{r}_{ij} ;

2. взаимодействие магнитного момента с внешним магнитным полем, моделируемое потенциалом $U_m(i)$:

$$U_m(i) = -\alpha k_B T (\hat{\mathbf{m}}_i \cdot \hat{\mathbf{h}}),$$

где $\alpha = \mu_0 m H / k_B T$ – параметр Ланжевена, $\hat{\mathbf{h}} = (0,0,1)$ – направление приложенного магнитного поля $\mathbf{H} = H\hat{\mathbf{h}}$.

Начальная магнитная восприимчивость МГЧ была рассчитана методом Монте-Карло [3] по формуле:

$$\chi = \frac{\mu_0 \langle \mathbf{M}^2 \rangle_t}{3Nk_B T},$$

где $\mathbf{M} = \sum_{i=1}^N \hat{\mathbf{m}}_i$ – полный магнитный момент системы, а угловыми скобками обозначено усреднение результатов по времени компьютерного моделирования.

Результаты Монте-Карло моделирования начальной магнитной восприимчивости показаны на рис. 3. Можно отметить, что только МГЧ с количеством гранул 7 и 33 показывают монотонный рост начальной магнитной восприимчивости с ростом параметра λ . В остальных случаях значение $\chi \approx 3$ оказывается предельно достижимым. Это говорит о том, что для $\lambda \geq 1$ в таких системах начинают формироваться замкнутые контуры из магнитных моментов, появление которых существенно снижает магнитную чувствительность МГЧ, а значит и ее эффективное применение в приложениях. Наличие у МГЧ с количеством гранул $N=7$ и $N=33$ 6 частиц, наиболее удаленных от центра МГЧ и имеющих только одну контактную частицу, препятствует формированию таких замкнутых контуров. Для МГЧ с $N=123$ такие полуизолированные частицы также присутствуют, однако этого эффекта оказывается недостаточно ввиду большого количества гранул в МГЧ.

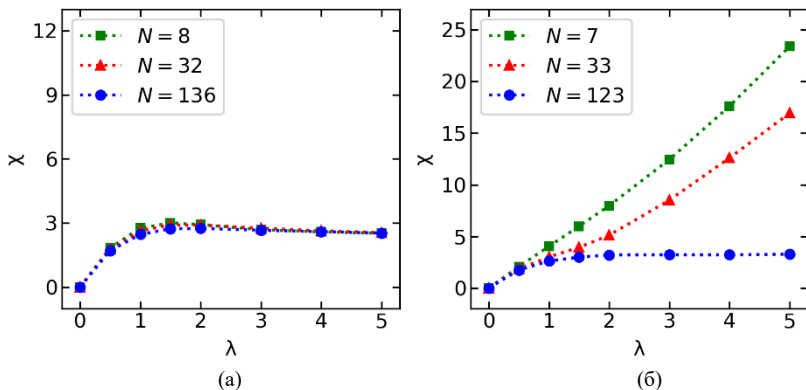


Рис. 3. Начальная магнитная восприимчивость МГЧ как функция параметра интенсивности диполь-дипольного взаимодействия λ . Символами обозначены результаты моделирования Монте-Карло: (а) МГЧ с четным количеством частиц, (б) МГЧ с нечетным количеством частиц

Магнитный отклик многогранульной частицы M в расчете на одну гранулу в Монте-Карло моделировании вычислялся вдоль оси Oz следующим образом:

$$M = \frac{1}{N} \langle M_z \rangle_t,$$

где M_z – это z -компонента полного магнитного момента системы $\mathbf{M} = (M_x, M_y, M_z)$.

Результаты Монте-Карло моделирования магнитного отклика для МГЧ с $N=7$ и 8 показаны на рис. 4.

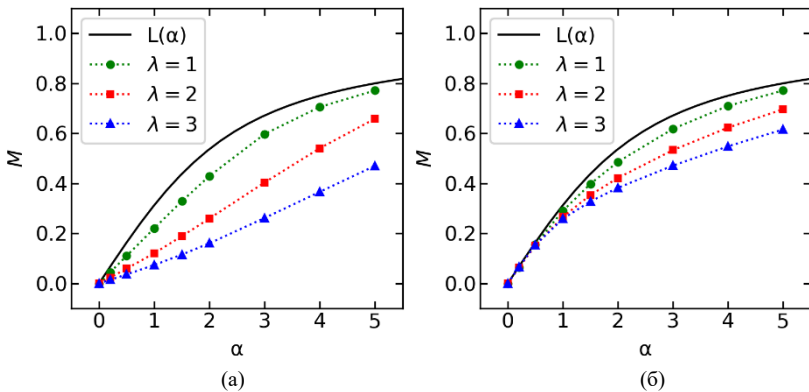


Рис. 4. Магнитный отклик МГЧ в расчете на одну гранулу как функция параметра Ланжевена α . Символами обозначены результаты моделирования Монте-Карло: (а) МГЧ $N=8$, (б) МГЧ с $N=7$. Сплошной линией обозначена кривая намагничивания Ланжевена $L(\alpha) = \coth \alpha - \frac{1}{\alpha}$.

Можно отметить, что МГЧ с количеством гранул $N=8$ (рис.4а) намагничивается гораздо менее эффективно, чем МГЧ с числом гранул $N=7$ (рис. 4б). В первом случае результаты расчета магнитного отклика МГЧ в малых полях ($\alpha \leq 1$) расположены гораздо ниже намагниченности Ланжевена $L(\alpha)$, которая соответствует магнитному отклику одной гранулы на внешнее магнитное поле, пренебрегая магнитными межчастичными взаимодействиями. При этом с ростом параметра λ данное отклонение также усиливается. Для МГЧ с числом гранул $N=7$ (рис. 4б) в малых полях ($\alpha \leq 1$) намагничивание МГЧ не отличается от кривой Ланжевена для всех рассмотренных значений λ . Это говорит о том, что магнитные моменты в этой модельной МГЧ сразу реагируют на внешнее магнитное поле и не препятствуют ориентированию друг друга вдоль оси Oz .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 24-72-00115.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kuznetsov A., Novak E., Pyanzina E., Kantorovich S. Multicore-based ferrofluids in zero field: initial magnetic susceptibility and self-assembly mechanisms // *Soft Matter*. – 2023. – Vol. 19, No. 24. – С. 4549–4561.
2. Solovyova A., Sokolsky S., Ivanov A., Elfimova E. Orientation texturing and static magnetic response of multi-core particle containing limited number of superparamagnetic nanocores // *Smart Materials and Structures*. – 2023. – Vol. 32, No. 11. – С. 115005.
3. D. Frenkel, B. Smit. *Understanding Molecular Simulation* // Second edition. – San Diego: Academic Press, 2002.

ОРИЕНТАЦИОННОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ ОСЕЙ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ В СУСПЕНЗИИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Соловьева А.Ю., Елфимова Е.А., Иванов А.О. ¹

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Российская Федерация, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19,
E-mail: Alexey.Ivanov@urfu.ru¹

Аннотация. Работа посвящена исследованию влияния постоянного магнитного поля на ориентационное упорядочение осей легкого намагничивания в суспензии суперпарамагнитных наночастиц с упором на роль межчастичного магнитного дипольного взаимодействия наночастиц, учитываемого в рамках модифицированной теории среднего поля 1-го порядка. Фиксация положений наночастиц путем быстрого затвердевания жидкой матрицы в магнитном поле позволяет получить феррокомпозит с ориентационным упорядочением легких осей, магнитные свойства которого рассчитаны теоретически и методом компьютерного моделирования Монте Карло. Наличие межчастичного взаимодействия приводит к резкому повышению магнитной восприимчивости феррокомпозита.

Ключевые слова: магнитные свойства, суперпарамагнитные наночастицы, текстурирование, феррокомпозит, магнитное диполь-дипольное взаимодействие.



СОЛОВЬЕВА Анна Юрьевна окончила магистратуру Уральского федерального университета в 2015 году. В 2019 году защитила кандидатскую диссертацию на тему «Структурные и магнитные свойства полидисперсных феррожидкостей: теория и компьютерное моделирование». В настоящее время является доцентом кафедры теоретической и математической физики Уральского федерального университета.



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета им. А.М. Горького в 2000 году. В 2016 году защитила докторскую диссертацию на тему «Статистическая термодинамика и физические свойства магнитных жидкостей: роль многочастичных корреляций». В настоящее время является заведующей кафедрой теоретической и математической физики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.



ИВАНОВ Алексей Олегович окончил Уральский государственный университет им. А.М. Горького в 1984 г. С 1986 г. он работает преподавателем и научным сотрудником в УрГУ. В 1998 г. им защищена докторская диссертация по теме «Фазовое расслоение магнитных жидкостей». В настоящее время он является заместителем проректора по науке Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, профессором.

Суспензии суперпарамагнитных наночастиц характеризуются наличием большего количества степеней свободы в сравнении с ансамблями магнито жестких частиц. Дополнительные степени свободы связаны с возможностью флуктуационного вращения магнитных моментов внутри наночастиц в случаях, когда энергия магнитной анизотропии не может блокировать такое вращение. Одновременно с этим, наличие магнитной анизотропии приводит к тому, что разворот магнитного момента частицы под влиянием внешнего магнитного поля сопровождается вращением всей частицы, вызванной поворотом оси легкого намагничивания вслед за развернувшимся магнитным моментом. Следовательно, в присутствии постоянного однородного магнитного поля суспензия суперпарамагнитных наночастиц (феррожидкость) становится анизотропной как в пространстве направлений магнитных моментов, так и в пространстве направлений легких осей. Степень ориентационного упорядочения (текстурирования) легких осей можно оценить, представив процесс «быстрого» затвердевания (например, полимеризации) жидкой матрицы, в течение которого расположения и ориентации всех частиц становятся зафиксированными. Получившаяся система обездвиженных частиц, распределенных в затвердевшей матрице, представляет собой феррокомпозит – новый магниточувствительный материал, обладающий анизотропией магнитных свойств, определяемых условиями затвердевания матрицы. Наиболее важными среди последних являются напряженность магнитного поля H_p и температура T_p , поддерживаемые в процессе полимеризации. Эти величины определяют важнейшие энергетические параметры, влияющие на степень текстурирования: безразмерная энергия магнитной анизотропии $\sigma_p = K v_m / k_B T_p$, безразмерное магнитное поле (параметр Ланжевена) $\alpha_p = \mu_0 t H_p / k_B T_p$, и безразмерный параметр магнитодипольного взаимодействия $\lambda_p = \mu_0 m^2 / 4\pi d^3 k_B T_p$.

Для расчета характеристик ориентационного упорядочения и магнитных свойств феррокомпозита используется следующая модель. Рассматривается монодисперсная феррожидкость с числовой концентрацией феррочастиц ρ . Феррочастица моделируется сферой, внутри которой находится однородно намагниченное суперпарамагнитное ядро

объема v_m с константой K магнитной анизотропии материала частиц, Внешний «гидродинамический» диаметр частиц есть d , и магнитный момент частицы имеет модуль m , а направление флуктуирует за счет воздействия термостата. Образец феррожидкости имеет форму длинного цилиндра, вдоль оси которого приложено однородное постоянное магнитное поле напряженностью H при температуре T . Начальная статическая восприимчивость Ланжевена есть $\chi_L = \mu_0 \rho m^2 / 3k_B T$, где μ_0 есть магнитная проницаемость вакуума, и $k_B T$ есть тепловая энергия. Восприимчивость χ_L используется для оценки интенсивности межчастичного диполь-дипольного взаимодействия магнитных моментов феррочастиц, учитываемых с помощью метода «модифицированной теории среднего поля 1-го порядка» [1]. Предполагается, что при некотором значении напряженности H_p приложенного магнитного поля при температуре T_p происходит «быстрое» затвердевание жидкой матрицы, например, полимеризация. Под «быстрым» затвердеванием понимается процесс, при котором ориентационная структура феррочастиц, созданная внешним полем H_p , не изменяется за счет смены фазового состояния носителя, теряющего текучесть. Аналогичная постановка задачи рассматривалась ранее для невзаимодействующих частиц [2,3].

Замороженная ориентационная текстура феррокомпозита характеризуется выстраиванием направлений легких осей намагничивания преимущественно вдоль приложенного поля, степень упорядочения можно оценить по величине второго момента $Q_2(\alpha_p, \sigma_p)$ ориентационной плотности распределения. Эта величина определяет степень коллинеарности осей легкого намагничивания при затвердевании матрицы, $Q_2 = 0$ при полной хаотизации в направлениях, и $Q_2 = 1$ при полной сонаправленности легких осей всех частиц.

Зависимость $Q_2(\alpha_p, \sigma_p)$ представлена на рис. 1. С ростом σ_p и усилением поля α_p степень сонаправленности легких осей растет, но достигает значений всего 0.7 в сильных полях $\alpha_p = 10$ даже для частиц с фактически заблокированным суперпарамагнетизмом $\sigma_p = 20$. Межчастичное взаимодействие усиливает эффект структурирования, причем наибольший эффект наблюдается в слабых и промежуточных полях полимеризации. При усилении поля энергия взаимодействия «магнитное поле магнитный момент легкая ось» намного превосходит энергию межчастичного взаимодействия, наличие которого практически не сказывается на степени текстурирования легких осей.

Полученный таким образом феррокомпозит помещается в магнитное поле H и демонстрирует анизотропию магнитного отклика в зависимости от направления поля H относительно оси преимущественного

выстраивания легких осей. Для продольной геометрии ($\vec{H} \parallel \vec{H}_p$) в работе [1] рассчитана равновесная кривая намагниченности $M_{||}(\alpha)$, обладающая особенностью, продемонстрированной на рис. 2.

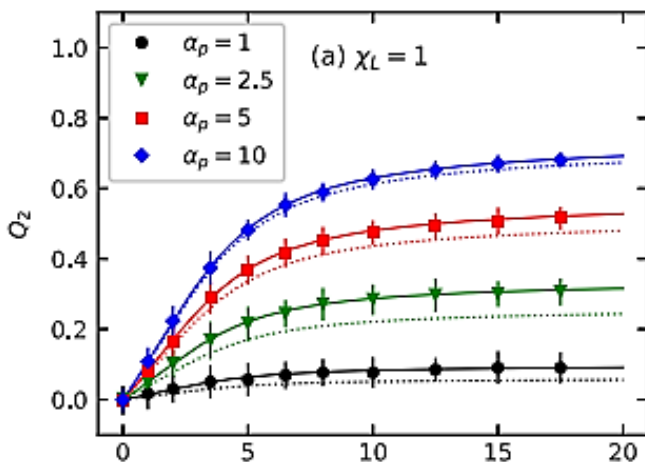


Рис. 1. Второй момент Q_2 ориентационной плотности распределения осей легкого намагничивания как функция энергии анизотропии σ_p при различных значениях безразмерного поля полимеризации α_p . Интенсивность межчастичного взаимодействия задается значением восприимчивости Ланжевена $\chi_L = 1$. Для сравнения указаны значения для системы невзаимодействующих частиц (пунктир). Символами отмечены данные компьютерного моделирования Монте Карло.

Пунктирные линии соответствуют невзаимодействующим частицам

В слабых полях намагниченность феррокомпозита растет с полем существенно быстрее намагниченности исходной («родительской») феррожидкости. Это означает, что начальная магнитная восприимчивость феррокомпозита заметно превосходит восприимчивость феррожидкости. Причина данного эффекта заключается в ориентационном упорядочении осей легкого намагничивания феррочастиц, и более легком отклике магнитных моментов на слабое магнитное поле. Однако затем, в точке $\alpha = \alpha_p$, обе кривые пересекаются, поскольку статистические микроконфигурации в расположениях/ориентациях феррочастиц при этих параметрах совпадают [2]. В более сильных полях намагниченность феррокомпозита отстает от феррожидкости, поскольку дальнейший разворот легких осей, происходящий в феррожидкости и способствующий росту намагниченности, невозможен в феррокомпозите.

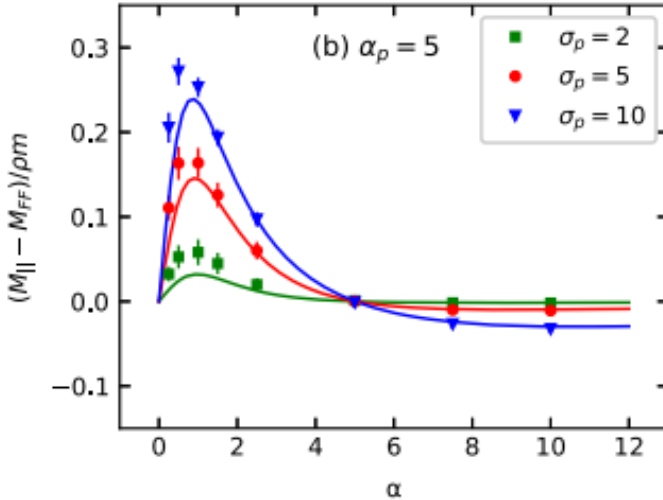


Рис. 2. Разность между продольной намагниченностью M_{\parallel} феррокомпозиита и намагниченностью M_{FF} «родительской» феррожидкости, отнесенная к намагниченности насыщения, в зависимости от напряженности магнитного поля, измеряемой в единицах параметра Ланжевена.

Параметры феррокомпозиита: $\chi_L = 1$, $\alpha_p = 5$. Кривыми представлены результаты теоретических расчетов, символами показаны данные компьютерного моделирования для разных значений безразмерной энергии анизотропии $\sigma_p = 2$ (зеленые квадраты), 5 (красные круги), 10 (синие треугольники)

Проверка теоретических предсказаний проводилась методом компьютерного моделирования Монте Карло. Использовалась вычислительная ячейка, содержащая 512 суперпарамагнитных дипольных сфер, для которой применялись периодические граничные условия [1]. После 10^6 шагов трансляционного перемещения и вращения частиц в приложенном магнитном поле выбиралось некоторое количество конфигураций (микросостояний) в качестве «замороженного» распределения феррочастиц. По этим микросостояниям в дальнейшем производилось усреднение по 50 конфигурациям для уменьшения статистической «шумовой» погрешности.

Для каждой конфигурации вновь проводилось компьютерное моделирование, но допускалось только суперпарамагнитное вращение магнитных моментов внутри феррочастиц. В зависимости от величины приложенного магнитного поля вычислялось среднее значение компоненты магнитного момента ансамбля, направленной вдоль поля, т.е. ве-

личина M_{\parallel} . На рис. 2 приведены результаты компьютерного моделирования, отмеченные символами, которые, в целом, подтверждают эффекты, выявленные теоретически. Однако компьютерное моделирование демонстрирует значительно более быстрый рост намагниченности феррокомпозиата в слабых полях, нежели теоретические предсказания [1], показанные сплошными кривыми. Причина связана с главенствующей ролью межчастичного магнито-дипольного взаимодействия в ансамбле обездвиженных суперпарамагнитных наночастиц при наличии текстурирования в направлениях легких осей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 23-12-00039.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ivanov A.O., Solovyova A.Yu., Elfimova E.A. The effect of magnetic field on the orientational ordering of easy magnetization axes in superparamagnetic nanoparticles // Journal of Molecular Liquids, 2024, Vol. 400, Art. num. 124493-01-11.
2. Raikher Yu.L. The magnetization curve of a textured ferrofluid // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1983, Vol. 39, Iss. 1-2, P. 11-13.
3. Solovyova A.Yu., Elfimova E.A., Ivanov A.O. Magnetic properties of textured ferrocomposite consisting of immobilized superparamagnetic nanoparticles // Physical Review E, 2021, Vol. 104, Art. num. 064616-01-10.

ДИНАМИКА ПРОЦЕССА НАМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРОЖИДКОСТИ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Субботин И.М.¹, Иванов А.О.

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Российская Федерация, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19
E-mail: Igor.Subbotin@urfu.ru

Аннотация. Работа посвящена исследованию характерных времён процесса намагничивания феррожидкости под действием постоянного однородного магнитного поля с учетом роли межчастичного магнитного дипольного взаимодействия наночастиц, учитываемого в рамках модифицированной теории среднего поля 1-го порядка. Теоретическое изучение построено на базе численного решения уравнения Фоккера-Планка-Брауна. Результаты демонстрируют уменьшение характерного времени релаксации в процессе намагничивания феррожидкости, а учет межчастичного взаимодействия усиливает разницу в значениях характерного времени релаксации на начальном этапе процесса и на поздних временах, когда намагничённость уже практически достигла насыщения.

Ключевые слова: магнитные свойства, намагничивание, феррожидкости, магнитное диполь-дипольное взаимодействие.



СУББОТИН Игорь Михайлович. Окончил Математико-механический факультет УрГУ в 2012 году. Лауреат стипендии Правительства Российской Федерации по приоритетным направлениям модернизации и технологического развития экономики России 2013-2015 года. В настоящее время является младшим научным сотрудником лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах Института естественных наук и математики УрФУ.



ИВАНОВ Алексей Олегович окончил Уральский государственный университет им. А.М. Горького в 1984 г. С 1986 г. он работает преподавателем и научным сотрудником в УрГУ. В 1998 г. им защищена докторская диссертация по теме «Фазовое расслоение магнитных жидкостей». В настоящее время он является заместителем проректора по науке Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, профессором.

Магнитные жидкости (феррожидкости) представляют собой устойчивые коллоидные взвеси магнитных наночастиц в нейтральных жидких носителях и уникальным образом сочетают текучесть жидкого состояния и способность осязательно реагировать на внешнее магнитное

поле. Находясь под воздействием переменного магнитного поля, в феррожидкостях происходят процессы релаксации намагниченности, определяемые броуновским вращением феррочастиц. Исследованию динамического магнитного отклика и характерных времен релаксации в различных условиях посвящено значительное количество работ. Однако не исследованным детально остается один из самых встречаемых процессов: временной процесс намагничивания феррожидкости, к которой приложено постоянное однородное магнитное поле. Фактически, в единственной работе [1] приводятся данные о том, что временной процесс намагничивания феррожидкости невзаимодействующих между собой феррочастиц контролируется неким характерным временем релаксации, отличающимся от времени броуновской релаксации одиночных феррочастиц за счет приложенного магнитного поля. Предложенное в работе [1] эмпирическое выражение отражает выявленный физический эффект уменьшения эффективного времени релаксации намагниченности при усилении магнитного поля. Однако данное выражение даёт постоянное значение характерного времени релаксации на протяжении всего процесса намагничивания и не удовлетворяет асимптотикам начального этапа намагничивания и этапа приближения к равновесному значению намагниченности. Кроме того, данное выражение не учитывает влияние межчастичных взаимодействий на динамику процесса.

В данной работе рассматривается монодисперсная феррожидкость, моделируемая ансамблем одинаковых сферических, однородно намагниченных наночастиц (диаметр d , магнитный момент m) в нейтральной жидкости-носителе, имеющей вязкость η . Предполагается, что энергия магнитной анизотропии значительно превосходит тепловую энергию, и магнитный момент считается жестко «вмороженным» в тело феррочастицы. Соответственно, суперпарамагнитными флуктуациями в направлениях магнитных моментов пренебрегается. Феррочастицы покрыты немагнитным слоем поверхностно-активного вещества, препятствующего коагуляции частиц; соответственно, внешний (гидродинамический) диаметр коллоидной частицы d_h превосходит диаметр d однородно намагниченного ядра ($d_h > d$) на двойную толщину немагнитного слоя. Числовая концентрация феррочастиц есть ρ , она определяет объемную долю феррочастиц $\varphi = \rho r d_h^3 / 6$. Феррожидкость находится при температуре T в размагниченном состоянии за счет тепловой хаотизации вращательного броуновского движения. В начальный момент времени ($t = 0$) к феррожидкости прикладывается постоянное однородное магнитное поле H , под воздействием которого в ней начинает развиваться процесс, связанный с ориентационным упорядочением магнитных моментов феррочастиц – процесс намагничивания. В модели

рассматривается только броуновский механизм релаксации магнитных моментов феррочастиц, определяемый характерным временем $\tau_B = \pi\eta d_n^3 / 2k_B T$ для одиночной феррочастицы; где k_B есть постоянная Больцмана. Кинетика процесса для невзаимодействующих частиц может быть теоретически описана на базе уравнения Фоккера-Планка-Брауна [2] для ориентационной функции распределения $W_0(t, \theta)$, определяющей плотность вероятности того, что магнитный момент случайно выбранной феррочастицы направлен под углом θ к направлению магнитного поля:

$$2\tau_B \frac{\partial W_0(t, \theta)}{\partial t} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \sin \theta \left[\alpha W_0(t, \theta) \sin \theta + \frac{\partial W_0(t, \theta)}{\partial \theta} \right] \right\} \quad (1)$$

Здесь параметр Ланжевена $\alpha = \mu_0 m H / k_B T$ определяет величину магнитной энергии Зеемана $\mu_0 m H$ взаимодействия магнитного момента феррочастицы с внешним полем по отношению к тепловой энергии $k_B T$ (μ_0 есть магнитная проницаемость вакуума). Функция распределения нормирована на единицу и определяет также намагниченность M феррожидкости:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \int_0^\pi W_0(t, \theta) \sin \theta d\theta &= 1 \\ M_0(t) &= \frac{\rho m}{2} \int_0^\pi W_0(t, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta \end{aligned} \quad (2)$$

Аналитическое решение задачи (1) традиционно ищется с помощью разложения функции W_0 в ряд по ортогональным полиномам Лежандра $P_k(z)$:

$$W_0(t, \theta) = \sum_{k=0}^{\infty} A_k(t) P_k(\cos \theta) \quad (3)$$

где $A_k(t)$ есть амплитуды гармоник, зависящие от времени. Намагниченность феррожидкости определяется первой амплитудой, $M_0 / \rho m = A_1 / 3$. Подстановка разложения (3) в уравнение (1) и использование комбинаторных свойств полиномов Лежандра приводит к бесконечной системе обыкновенных дифференциальных уравнения для амплитуд ($k \geq 1$):

$$\frac{2\tau_B}{k(k+1)} \frac{dA_k}{dt} + A_k = \alpha \left(\frac{A_{k-1}}{2k-1} + \frac{A_{k+1}}{2k+3} \right) \quad (4)$$

Начальные условия для этой дифференциальной системы исходят из начального размагниченного состояния феррожидкости, $W_0(0, \theta) = 1$, т.е. $A_0(t) \equiv 1$, $A_k(0) = 0$ ($k \geq 1$). Нужно отметить, что для получения аналитического выражения для намагниченности необходимо решить бесконечную систему обыкновенных дифференциальных уравнений, что невозможно. Следуя подходу, используемому в работе [1], система (4) должна быть ограничена неким конечным числом уравнений K для получения приближенных значений гармоник до порядка K . Выбор достаточного числа уравнений зависит от значения параметра Ланжевена и основан на оценке изменения получаемых значений гармоник при учете влияния на младшие гармоники учёта вклада амплитуды с номером $K+1$. Таким образом численное решение системы (4), усеченной до K уравнений, даёт приближенные значения для K первых гармоник разложения функции $W_0(t, \theta)$ и, следовательно, приближенные значения для описания процесса намагничивания системы невзаимодействующих частиц.

Описанная модель системы невзаимодействующих частиц может быть адаптирована для учета влияния межчастичных взаимодействий на динамику процесса намагничивания. Основываясь на модифицированной теории среднего поля первого порядка (МТСП 1) [3] и решении системы (4), может быть написано уравнение Фоккера-Планка-Брауна для модифицированной ориентационной функции распределения $W(t, \theta)$:

$$2\tau_B \frac{\partial W(t, \theta)}{\partial t} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \sin \theta \left[\alpha_{eff}(t) W(t, \theta) \sin \theta + \frac{\partial W(t, \theta)}{\partial \theta} \right] \right\} \quad (5)$$

Здесь коэффициент $\alpha_{eff}(t) = \alpha + 1/3 \chi_L A_1(t)$ есть зависящий от времени эффективный параметр Ланжевена учитывающий межчастичные взаимодействия в рамках МТСП, а χ_L есть восприимчивость Ланжевена. Для функции $W(t, \theta)$ справедливы соответствующие модификации уравнений (2) и разложения в ряд по полиномам Лежандра (3):

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi W(t, \theta) \sin \theta d\theta = 1 \quad (6)$$

$$M(t) = \frac{\rho m}{2} \int_0^\pi W(t, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta$$

$$W(t, \theta) = \sum_{k=0}^{\infty} B_k(t) P_k(\cos \theta). \quad (7)$$

Соответственно для амплитуд $B_k(t)$ система (4) принимает вид:

$$\frac{2\tau_B}{k(k+1)} \frac{dB_k}{dt} + B_k = \alpha_{eff}(t) \left(\frac{B_{k-1}}{2k-1} + \frac{B_{k+1}}{2k+3} \right) \quad (8)$$

с начальными условиями $B_0(t) \equiv 1$, $B_k(0) = 0$ ($k \geq 1$). Выбор количества уравнений для усечения системы (8) может быть организован, исходя из тех же соображений, что и для системы (4), так как определяется величиной параметра α_{eff} , для которого оценка сверху может быть получена из условия намагниченности насыщения соответствующей системы невзаимодействующих частиц, т.е. $\alpha_{eff}(\infty) = \alpha + 1/3 \chi_L L(\alpha)$, где $L(\alpha) = \coth(\alpha) - 1/\alpha$ – функция Ланжевена. Так как коэффициент $\alpha_{eff}(t)$ зависит от времени через амплитуду $A_1(t)$, то системы (4) и (8) решаются совместно.

Численное решение усеченных систем (4) и (8) дает динамику изменения амплитуды $B_1(t)$, определяющей изменение намагниченности системы взаимодействующих частиц. На рис. 1 приведено сравнение значений характерного времени релаксации системы невзаимодействующих частиц и системы с учетом взаимодействия со значениями восприимчивости Ланжевена $\chi_L = 1$ и $\chi_L = 2$.

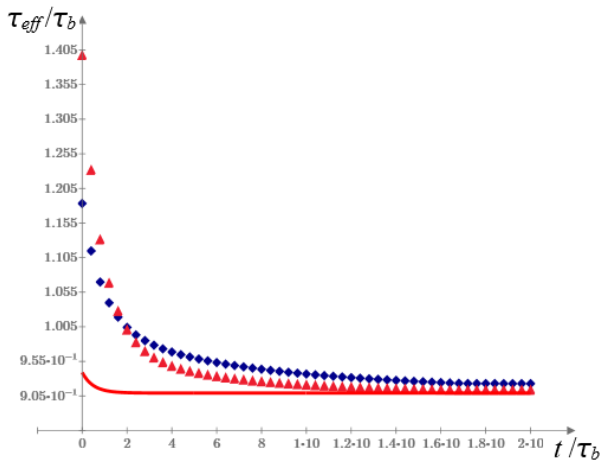


Рис. 1. Изменение эффективного времени релаксации феррожидкости (τ_{eff}) в процессе намагничивания. Параметр Ланжевена $\alpha = 1$, сплошная линия соответствует модели невзаимодействующих частиц, ромбы соответствуют взаимодействующей модели с параметром межчастичного взаимодействия $\chi_L = 1$, треугольники соответствуют взаимодействующей модели с параметром межчастичного взаимодействия $\chi_L = 2$

Значения характерного времени релаксации получены поточено из представления намагниченности в форме:

$$M(t) = M_{\infty} \cdot \left(1 - \exp\left(-t/\tau_{eff}\right)\right) \quad (9)$$

Из рис.1 видно, что характерное время релаксации нелинейно в процессе намагничивания феррожидкости и характерные времена в начале и в конце процесса различаются даже для системы невзаимодействующих частиц. Учет же межчастичных взаимодействий в системе делает смену «режимов» релаксации более выраженной.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 23-12-00039.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Takashi Yoshida, Japanese Journal of Applied Physics, vol. 48 (2009), 127002.
2. W.T. Coffey, P.J. Cregg, and Y.P. Kalmykov. Advances in Chemical Physics, vol. 83 (1993), p. 263.
3. A.O. Ivanov and O.B. Kuznetsova. Phys. Rev. E, vol. 85 (2011), no. 4, pp. 041405–01–06.

МАГНИТОГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ФЕРРОКОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПО ДАННЫМ КРИВОЙ ДИНАМИЧЕСКОГО ГИСТЕРЕЗИСА

Зверев В.С.¹, Иванов А.О.

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»
Российская Федерация, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19
E-mail: vladimir.zverev@urfu.ru¹

Аннотация. Представлен модифицированный метод магнитогранулометрического анализа магнитных свойств частиц в феррокомпозите, в частности распределения времен релаксации. Показано, что на основе данных о динамическом гистерезисе возможно провести процедуру идентификации параметров, характеризующие магнитные наночастицы в феррокомпозите.

Ключевые слова: феррокомпозит, распределение времен релаксации, обратная задача, уравнение Фоккера-Планка-Броуна, динамический гистерезис.



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.



ИВАНОВ Алексей Олегович окончил Уральский государственный университет А.М.Горького в 1984 г. В 1998 г. им защищена диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Фазовое расслоение магнитных жидкостей». В настоящее время является профессором кафедры теоретической и математической физики Уральского федерального университета.

Анализ динамического спектра магнитной восприимчивости – экспериментальная техника исследования, которая позволяет характеризовать магнитное состояние образца [1]. Распределение магнитных наночастиц (МНЧ) по размерам может быть измерено непосредственно с помощью современных экспериментальных методов. Сложность заключается в том, что МНЧ характеризуется несколькими размерами. Например, магнитная суспензия коллоидно-стерически или электростатически стабилизирована, что приводит к необходимости учета гидродинамического слоя. С другой стороны, для прогнозирования свойств ансамбля МНЧ часто не требуется точная информация о размере МНЧ, а скорее требуется знание некоторых

физических характеристик. Говоря о статических магнитных свойствах феррожидкостей, можно утверждать, что правильное описание и прогноз можно получить, зная только распределение МНЧ по их магнитным моментам. Для многих применений динамический магнитный отклик системы более важен, чем статические магнитные свойства. Такие методы, как измерение зависимости намагниченности от поля и кривых гистерезиса, помогают понять внутреннюю структуру материалов [2]. Однако сложность заключается в том, что время релаксации магнитного момента нельзя измерить напрямую, а только с помощью косвенных экспериментальных методов. Более того, спектр времени релаксации ансамбля МНЧ разного размера отличается от спектра релаксации одиночных МНЧ из-за коллективных эффектов.

Магнитная гранулометрия предполагает численное решение обратной задачи, когда набор экспериментальных точек описывается аналитическим выражением при условии, что стандартное отклонение минимизировано. Основная трудность здесь связана с тем, что численный выбор параметров может быть реализован только при ограниченном количестве фракций по размеру частиц. Как правило, для точного числового выбора требуется большое количество слагаемых, с помощью которых описывается влияние размера частиц. Однако большое количество "степеней свободы" не обеспечивает высокой точности извлекаемых характеристик, поскольку экспериментальные данные имеют погрешность измерения. Данная работа является продолжением работы [3] и посвящена методам и характеристике времен релаксации, которые могут быть получены путем применения модифицированного ранее разработанного математического алгоритма [3], в случае, когда в качестве источника исходных данных используется кривая гистерезиса феррокомпозитов [3].

Под феррокомпозитом в данной работе будем понимать ансамбль обездвиженных суперпарамагнитных частиц с заданным распределением их размеров и направления легких осей намагничивания, поэтому для моделирования магнитного композита будем рассматривать ее как систему твердых сфер с диаметром d_i и магнитным моментом $\vec{m}_i = m_i \hat{m}_i$, где \hat{m}_i – единичный вектор ориентации частицы. Предположим также, что на образец действует линейно поляризованное, гармоническое магнитное поле \vec{H}_{ext} направленное вдоль оси Oz в лабораторной системе координат, то есть $\vec{H}_{ext} = (0, 0, H_0 \cos \omega t)$, где H_0 – амплитуда переменного поля с частотой ω , а символом t обозначается время.

Для упрощения изложения предположим также, что в системе можно пренебречь межчастичным магнитным взаимодействием. В этом случае описание магнитных свойств известно, и можно найти, например в [4]. Тогда ориентация частицы описывается углом θ между внешним полем и её

магнитным моментом, который в условиях постоянных тепловых флуктуаций является случайной величиной. Для описания поведения величины θ используется функция плотности вероятности $W(t, \theta)$ того, что случайная выбранная частица в момент времени t ориентирована вдоль поля под углом θ и может быть записано в следующем виде:

$$2\tau \frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left((1-x^2) \left[\frac{\partial W}{\partial x} - W \frac{\partial V}{\partial x} \right] \right), x = \cos \theta, \quad (1)$$

$$V = \alpha \left(\sum_{i=1}^N \hat{m}_i \cdot \hat{h} \right) - \sigma \left(\sum_{i=1}^N \hat{m}_i \cdot \hat{n}_i \right), \hat{h} = \frac{\vec{H}_{ext}}{H_0}, \quad (2)$$

$$\int_{-1}^1 W(t, x) dx = 1. \quad (3)$$

Первое слагаемое в формуле (2) является Зеемановской энергией взаимодействия магнитного момента частицы с полем \vec{H}_{ext} , отнесенная к тепловой энергии, а параметр $\alpha = \mu_0 m H_0 / k_B T$ – параметр Ланжевена. Во втором слагаемом в (2) присутствует энергия магнитной кристаллографической анизотропии с безразмерным параметром σ . Выражение (3) описывает естественное интегральное условие нормировки.

Петля динамического гистерезиса прежде всего описывается намагниченностью, которую в случае переменного внешнего поля можно разложить в ряд Фурье. С учетом малости амплитуды внешнего поля и распространения на полидисперсный случай, то есть наличия N различных фракций, намагниченность M может быть выражена следующей зависимостью

$$M(t) = \sum_{k=1}^N A_k(\tau_k) \cos \omega t + \sum_{k=1}^N B_k(\tau_k) \sin \omega t.$$

Тогда задача определения значений τ_k по заданному набору экспериментальных данных M_D для каждой фракции может быть сведена к алгоритму, описанному в [3], с той разницей, что нужно минимизировать выражение

$$\sum_j (M(t) - M_{D,j})^2 \rightarrow \min \quad (4)$$

в классическом предположении об ошибке измерений $M_D(t)$: она подчиняется нормальному распределению.

Отметим кратко особенности алгоритма. Во-первых, для чтобы уменьшить количество неизвестных параметров для оптимизации и минимизировать время вычисления, мы фиксируем набор времен релаксации дроби τ_k , равномерно распределенных в логарифмическом мас-

штабе. При этом количество фракций не K при каждом определении параметров не превышает 10. Так мы получаем K точек в пространстве неизвестных параметров $\{\tau_k, A_k\}$, которая, учитывая взаимосвязь A_k и B_k , грубо описывает временной спектр релаксации для фракций МНЧ. Во-вторых, для получения более точной картины алгоритм предполагает проведение серии расчетов с K фракциями, но со сдвигом по значениям τ_k . Другими словами, при каждом вычислении набор фракций характеризуется временами релаксации, которые сдвинуты на δ в логарифмической шкале по сравнению с предыдущим набором τ_k . Результаты нескольких расчетов могут собраны в единый набор данных, который и характеризует спектр времен релаксации.

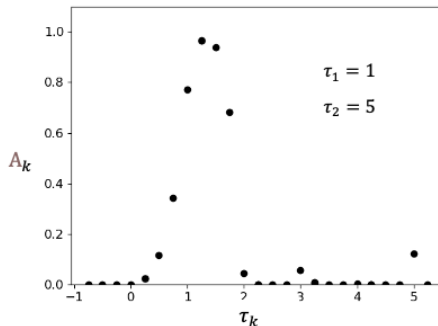


Рис.1 "Амплитуды" для бидисперсной системы для частиц с временами релаксации τ_1 и τ_2 .

На рис. 1 показан типичный результат описанной выше процедуры для модельного искусственного примера. Точки $M_{D,j}$ были получены как значения теоретического решения задачи (1)-(3) при малой амплитуде внешнего поля для бидисперсной системы с параметрами τ_1 и τ_2 . Пики на графике соответствуют заданным значениям.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 23-12-00039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jönsson P. и др. Nonlinear dynamic susceptibilities of interacting and noninteracting magnetic nanoparticles // J. Magn. Mater. 2000. Т. 222. № 1–2. С. 219–226.
2. Omelyanchik A. и др. Magnetocrystalline and surface anisotropy in coFe₂O₄ nanoparticles // Nanomaterials. 2020. Т. 10. №. 7. С. 1288.
3. Ivanov A.O., Zverev V.S. Dynamic Susceptibility of Ferrofluids: The Numerical Algorithm for the Inverse Problem of Magnetic Granulometry // Mathematics. 2021. № 19 (9). С. 2450.
4. Raikher Y.L., Stepanov V.I. Nonlinear dynamic susceptibilities and field-induced birefringence in magnetic particle assemblies // Advances in Chemical Physics. 2004. (129). С. 419–588.

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ АППРОКСИМАЦИОННЫХ ФОРМУЛ ДИНАМИЧЕСКОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ АНСАМБЛЯ ПОДВИЖНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Русанов М.С.¹, Елфимова Е.А., Зверев В.С.

Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет,
Российская Федерация, 620000, г. Екатеринбург, пр. Ленина, 51
E-mail: mikhail.rusanov@urfu.ru¹

Аннотация. В работе исследуется влияние амплитуды переменного поля и межчастичных взаимодействий на первую и третью гармонику динамической восприимчивости. Было решено уравнение Фоккера-Планка, описывающее плотность вероятности ориентации магнитного момента. Решение было получено с использованием конечно-разностной численной схемы. Межчастичные взаимодействия учитывались на уровне среднего магнитного поля, в котором учтены только парные корреляции. Были записаны приближенные формулы для первой χ_1 и третьей гармоники χ_3 с неопределенными коэффициентами. Коэффициенты находились путем приближения формул к численному решению методом наименьших квадратов. С помощью компьютерного моделирования, проведенного для широкого диапазона значений восприимчивости Ланжевена и амплитуд переменного поля, были получены приближенные оценки границ применимости аппроксимационных формул.

Ключевые слова: ферромагнитная жидкость, уравнение Фоккера-Планка, намагниченность, динамическая восприимчивость, компьютерное моделирование, параметр Ланжевена, восприимчивость Ланжевена, формулы Дебая



РУСАНОВ Михаил Сергеевич. Инженер-исследователь лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах.



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна. Доктор физико-математических наук. Заведующий кафедрой теоретической и математической физики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина. Ведущий научный сотрудник лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах.



ЗВЕРЕВ Владимир Сергеевич. Кандидат физико-математических наук. Доцент кафедры теоретической и математической физики. Старший научный сотрудник лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах.

Магнитная жидкость или феррожидкость – это коллоидная система, состоящая из магнитных частиц с размерами в диапазоне от 5 до 20 нм, распределенных в жидкости-носителе. Каждая частица обладает магнитным моментом, который при воздействии внешнего магнитного поля ориентируется вдоль направления магнитного поля. Вращение магнитного момента наночастиц происходит согласно броуновскому механизму, при котором магнитный момент ориентируется вместе с частицей. Время релаксации данного механизма определяется величиной $\tau_B = v\eta/k_B T$, где v – объем частицы, η – вязкость жидкости-носителя, $k_B T$ – тепловая энергия. В переменном магнитном поле $H \cos(\omega t)$ с амплитудой H и частотой ω намагниченность феррожидкости $M(t)$ может быть представлена в виде ряда:

$$M(t) = \sum_{k=1}^{\infty} M'_k \cos(k\omega t) + M''_k \sin(k\omega t) \quad (1)$$

где t – время. Коэффициенты ряда M'_k и M''_k зависят от частоты и амплитуды и определяют k -ю гармонику динамической восприимчивости: $\chi_k = \chi'_k + i\chi''_k$ ($\chi'_k = M'_k/H^k$, $\chi''_k = M''_k/H^k$).

В научной литературе есть примеры формул, описывающих динамическую восприимчивость. Простейшая модель, описывающая отклик невзаимодействующих частиц на слабое переменное поле, была предложенная Дебаем. В работе [1] представлены приближенные формулы отклика для больших амплитуд переменного поля. Можно выделить работу [2], в которой представлены формулы, описывающие влияние межчастичных взаимодействий на динамическую восприимчивость при действии слабого переменного поля. В работе [3] были предложены приближенные формулы динамической восприимчивости с учетом больших амплитуд и учетом межчастичных взаимодействий. Формулы, представленные в данной работе, учитывают большие амплитуд переменного поля, в отличие формул работы [1], справедливых для малых амплитуд. Также получены формулы третьей гармоники, учитывающие одновременное влияния как межчастичных взаимодействий, так и больших амплитуд переменного поля, в то время как формул работы [2], справедливые для больших амплитуд, не учитывают межчастичные взаимодействия. Формулы для первой гармоники этой работы охватывают

более широкий диапазон значений восприимчивости Ланжевена по сравнению с работой [3]. В данной работе для вывода формул были использовались приближенные методы, такие как численное решение уравнения Фоккера-Планка и учет только парных межчастичных взаимодействий методом среднего поля. Это предполагает наличие диапазона применимости у полученных формул. Целью данной работы является определение границы применимости предложенных формул методом компьютерного моделирования.

Феррожидкость моделируется ансамблем из N одинаковых сферических, однодоменных частиц, равномерно распределенных в цилиндрическом объеме. Цилиндр ориентирован вдоль оси Oz и имеет бесконечно вытянутую форму. Вследствие симметрии системы ориентация магнитного момента задается только полярным углом θ . Внешнее переменное магнитное поле направлено вдоль оси Oz . Наиболее вероятная ориентация магнитного момента случайно выбранной частицы (с номером 1, например) определяется уравнением Фоккера-Планка, где $x = \cos(\theta)$:

$$2\tau_B \frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[(1 - x^2) \left(\frac{\partial W}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial x} \right) \right]. \quad (2)$$

Потенциальная энергия U в уравнении (2) имеет вид:

$$U = - \left[\alpha \cos(\omega t) + \frac{\chi_L}{2} \int_{-1}^1 x W^{id}(t, x) dx \right] x. \quad (3)$$

Первое слагаемое в (3) описывает взаимодействие магнитного момента с магнитным полем, амплитуда которого выражена через параметр Ланжевена $\alpha = mH/k_B T$. Второе слагаемое в (3) описывает межчастичные взаимодействия, где $W^{id}(t, x)$ – решение уравнения (1) для невзаимодействующих диполей. Восприимчивость Ланжевена определяется как: $\chi_L = 8\lambda\varphi$, где λ – константа дипольного взаимодействия, φ – объемная доля частиц. Намагниченность может быть найдена по формуле:

$$M(t) = \frac{\rho m}{2} \int_{-1}^1 x W(t, x) dx. \quad (4)$$

Действительная и мнимая, часть первой и третьей гармоники динамической восприимчивости находятся из формул:

$$\chi'_k = \frac{\omega}{\pi H k} \int_0^{2\pi/\omega} M(t) \cos(k\omega t) dt, \quad (5)$$

$$\chi''_k = \frac{\omega}{\pi H k} \int_0^{2\pi/\omega} M(t) \sin(k\omega t) dt, \quad (6)$$

где k принимает значения 1 и 3.

Уравнение (3) решалось численно для следующего набора парамет-

ров: $0.1 \leq \chi_L \leq 3$ с шагом 0.5 и $0.1 \leq \alpha \leq 10$ с шагом 0.1. Из численного решения были определены величины, соответствующие статической восприимчивости, положению и значению максимума мнимой части для первой и третьей гармоники. Затем численное решение приближалось к формулам первой и третьей гармоники с помощью метода наименьших квадратов. Формулы имеют вид:

$$\chi_1' = \chi_0^{(1)}(1 + (\omega\tau_e)^2)^{-1}, \quad \chi_1'' = k^{(1)}\omega\tau_e(1 + (\omega\tau_e)^2)^{-1}, \quad (7)$$

$$\chi_3' = \chi_0^{(3)} \frac{(9-51(\omega\tilde{\tau}_B)^2)Re[Y] + \omega\tilde{\tau}_B((42-18(\omega\tilde{\tau}_B)^2))Im[Y]}{(1+(\omega\tilde{\tau}_B)^2)(9+(2\omega\tilde{\tau}_B)^2)(1+(3\omega\tilde{\tau}_B)^2)}, \quad (8)$$

$$\chi_3'' = k^{(3)} \frac{-(9-51(\omega\tilde{\tau}_B)^2)Im[Y] + \omega\tilde{\tau}_B((42-18(\omega\tilde{\tau}_B)^2))Re[Y]}{(1+(\omega\tilde{\tau}_B)^2)(9+(2\omega\tilde{\tau}_B)^2)(1+(3\omega\tilde{\tau}_B)^2)}, \quad (9)$$

$$Y = \left(1 + \frac{\chi_{LL}(\beta)}{\beta} (1 + i\omega\tau_e)^{-1}\right)^3 + \frac{\chi_{LL}(\beta)}{\beta} (1 + i3\omega\tau_e)^{-1}, \quad (10)$$

где $\chi_0^{(1)}$, $k^{(1)}$, $\tau_e \chi_0^{(3)}$, $k^{(3)}$, $\tilde{\tau}_B$ – функции, зависящие от амплитуды α и восприимчивости Ланжевена χ_L , а $L(\beta)$ – функция Ланжевена, в которой $\beta = \alpha + \chi_L L(\alpha)$:

$$\begin{aligned} \chi_0^{(1)} &= \left(1 + \frac{\chi_{LL}(\beta)}{\beta}\right) \times \\ &\times (1 - (0.086\alpha + 0.001\alpha^2 - 0.017\chi_L\alpha + 0.016\chi_L\alpha^2)/(1 - \\ &- 0.022\alpha + 0.006\alpha^2 - 0.007\chi_L\alpha + 0.021\chi_L\alpha^2)), \end{aligned} \quad (11)$$

$$k^{(1)} = 2 \frac{\sqrt{1 + \frac{\chi_{LL}(\beta)}{\beta} + \chi_L^2 - \chi_L}}{\sqrt{1 + \frac{\chi_{LL}(\beta)}{\beta} + \chi_L^2 - \chi_L}} \left(1 + \frac{\frac{\chi_{LL}(\beta)}{\beta}}{\sqrt{1 + \frac{\chi_{LL}(\beta)}{\beta} + \chi_L^2 - \chi_L}}\right) \times \quad (12)$$

$$\begin{aligned} &\times (1 + (0.014\alpha + 0.031\alpha^2 + 0.008\chi_L\alpha - 0.008\chi_L\alpha^2)/(1 - \\ &0.013\alpha + 0.0476\alpha^2 - 0.039\chi_L\alpha - 0.008\chi_L\alpha^2)), \\ \tau_e &= \tau_B \left(\left(1 + \frac{\chi_{LL}(\beta)}{\beta} + \chi_L^2\right)^{1/2} - \chi_L + 0.152\alpha + 0.052\alpha^2 \right)^{-1/2}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\chi_0^{(3)} = (1 - (0.06\alpha + 0.229\alpha^2 + 0.042\chi_L\alpha - 0.037\chi_L\alpha^2)/(1 + 0.1\alpha + 0.216\alpha^2 - 0.059\chi_L\alpha - 0.03\chi_L\alpha^2)), \quad (14)$$

$$k^{(3)} = (1 - (0.078\alpha + 0.057\alpha^2 - 0.016\chi_L\alpha + 0.025\chi_L\alpha^2)/(1 - 0.078\alpha + 0.068\alpha^2 + 0.006\chi_L\alpha + 0.024\chi_L\alpha^2)), \quad (15)$$

$$\tilde{\tau}_B = \tau_B (1 + 0.128\alpha^{3/2})^{-1/2}. \quad (16)$$

Для оценки границ применимости формул (7) было проведено компьютерное моделирование методом молекулярной динамики с использованием программного пакета ESPResSo. В компьютерной модели рассматривалась монодисперсная система, состоящая из $N = 256$ частиц. Частицы случайным образом распределялись в кубическом симуляционном боксе. Начальная ориентация магнитных моментов, также задавалась случайным образом. В моделировании применялись периодичные граничные условия, которые позволяют моделировать бесконечную систему путем многократного повторения исходной симуляционной ячейки. В симуляции учитывалось два типа взаимодействий: взаимодействие магнитного момента с внешним магнитным полем и диполь-дипольное взаимодействие. Взаимодействие между частицами задавалось потенциалом Вика-Чендлера-Андерсена для твердых сфер. Для каждого значения частоты переменного поля из диапазона от 10^{-1} до 10^2 с шагом степени 0.2 было проведено компьютерное моделирование для определения намагниченности. Амплитуда переменного поля α бралась равной 0.5, 5 и 10. Значения константы дипольного взаимодействия λ равнялось 1. Объемная доля рассчитывалась по формуле $\varphi = \chi_L/8\lambda$ так, чтобы значение восприимчивости Ланжевена χ_L соответствовала 0.5, 1, 1.5. Намагниченность ансамбля на каждом шаге моделирования вычислялась как сумма магнитных моментов, нормированная на количество частиц. На первом шаге система приводилась к состоянию термодинамического равновесия за четыре периода переменного поля. Затем, значения намагниченности усреднялись по восемнадцати периодам. Действительная и мнимая часть первой и третьей гармоники находились по формулам (5, 6).

На рис. 1 показано сравнение результатов компьютерного моделирования с формулами первой гармоники (7), для значений параметра дипольной связи $\lambda = 1$ и $\chi_L = 1.5$. Как видно из графиков формулы хорошо согласуются с компьютерным моделированием для значений амплитуд $\alpha > 5$. При больших амплитудах преобладающим взаимодействием является взаимодействие с магнитным полем. На численное решение уравнения (2) не ставится ограничений на значения амплитуд переменного поля, что дает хорошее согласие с компьютерным моделированием для больших α . При $\alpha = 0.5$ в системе преобладает энергия межчастичных взаимодействий. На динамический отклик оказывают влияния взаимодействия более высоких порядков, чем парные. Математическая модель, описываемая уравнением (2) с потенциальной энергией (3), учитывает только парные взаимодействия. Это приводит к заметному расхождению при малых α .

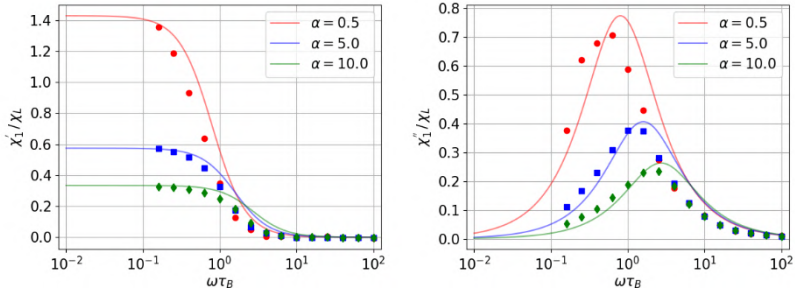


Рис. 1. Действительная χ'_1/χ_L и мнимая χ''_1/χ_L часть динамической восприимчивости. Точки – компьютерное моделирование для $\lambda = 1$ и $\chi_L = 1.5$, линии – формулы (7).

Таким образом, на текущем этапе исследования можно сделать вывод, что формулы первой гармоники (7) правильно описывают динамическую восприимчивость для любых значений α для $\lambda = 1$ и $\chi_L < 1.5$ и для значений α от 5 до 10 для $\chi_L = 1.5$. Дальнейшее исследование будет направлено на анализ случая $\lambda = 0.5$, а также определение границ применимости формул третьей гармоники (8, 9).

Работа выполнена в рамках плана научных исследований Уральского математического центра УрФУ, Соглашение с Минобрнауки России № 075-02-2024-1428.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. Yoshida, K. Enpuku Simulation and quantitative clarification of ac susceptibility of magnetic fluid in nonlinear brownian relaxation region. // Japanese Journal of Applied Physics 48, 2009. P. 127002.
2. A.O. Ivanov, V.S. Zverev, S.S. Kantorovich Revealing the signature of dipolar interactions in dynamic spectra of polydisperse magnetic nanoparticles. // Soft Matter, 12, 2016. P. 3507–3513.
3. M.S. Rusanov, E.A. Elfimova, V.S. Zverev Dynamic magnetic susceptibility of a ferrofluid: The influence of interparticle interactions and ac field amplitude. // Physical Review E, 104, 2021. P. 044604.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ НА МАГНИТНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МАГНИТНОГО КОЛЛОИДА, СОДЕРЖАЩЕГО НАМАГНИЧЕННЫЕ АГРЕГАТЫ

Диканский Ю.И.¹, Гладких Д.В., Дорожко Д.С.

¹ФГАОУ ВО Северо-Кавказский федеральный университет,
Российская Федерация, 355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1
E-mail: gladkikhdv@mail.ru

Аннотация. Приведены результаты экспериментальных исследований зависимостей магнитной восприимчивости магнитного коллоида, содержащего намагниченные агрегаты, при воздействии внешних электрического и магнитного полей.

Ключевые слова: магнитный коллоид, намагниченные агрегаты, магнитная восприимчивость

Исследование процессов намагничивания магнитных коллоидов в постоянных и переменных магнитных полях проводилось в достаточно большом количестве работ (например, [1-6]). При этом большое внимание было уделено исследованию магнитной восприимчивости таких систем. Так, в работах [3, 4] исследованы частотные зависимости комплексной магнитной восприимчивости. Неоднократно исследовались температурные зависимости магнитной восприимчивости магнитных коллоидов различного типа [3, 7] с целью в получении информации о возможных структурных и фазовых переходах в таких средах. Одной из важных проблем физики магнитных коллоидов является взаимодействие частиц и его влияние на процессы намагничивания коллоидных систем. Взаимодействие коллоидных частиц и воздействие внешних полей могут приводить к изменению структуры коллоида – в нем возможно образование структурных агрегатов, например, намагниченных агрегатов.

На процессы, происходящие в магнитных коллоидах, кроме магнитного поля, могут оказывать влияние также и электрические поля. Результат воздействия электрического поля на коллоидную систему может быть различным в зависимости от электрических свойств дисперсионной среды и типа стабилизации коллоида. Кроме того, в достаточно сильных постоянных электрических полях в таких системах могут развиваться электрогидродинамические течения, приводящие к структурным изменениям системы. Очевидно, такие изменения должны оказывать влияние и на магнитные свойства.

В связи с этим, в настоящей работе исследованы зависимости динамической магнитной восприимчивости магнитной жидкости на основе

керосина с намагниченными агрегатами от напряженности дополнительно приложенного постоянного электрического поля. Кроме того, проведены исследования восприимчивости такого коллоида при дополнительном одновременном воздействии постоянных электрического и магнитного полей.

Магнитная восприимчивость исследовалась мостовым методом, ее значение рассчитывалось по изменению индуктивности измерительной катушки при заполнении ее исследуемым образцом. Индуктивность измерялась мостовым методом на частоте 320 Гц. Измерительная ячейка представляла собой параллелепипед, размером $90 \times 25 \times 2$ мм, две боковые широкие стенки которого выполнены из фольгированного стеклотекстолита (фольгой внутрь). На внешнюю поверхность параллелепипеда намотана измерительная катушка. Исследуемый образец заполнял полость кюветы, при этом он находился в непосредственном контакте с проводящими стенками. Электрическое поле создавалось между токопроводящими стенками кюветы при подводе к ним напряжения от высоковольтного источника постоянного напряжения. Для изучения влияния дополнительно приложенного внешнего постоянного магнитного поля измерительная ячейка с МЖ помещалась в кубическую пятисекционную катушку, создающую магнитное поле, направление которого могло быть как параллельным, так и перпендикулярным электрическому. Измерение индуктивности и добротности измерительной катушки осуществлялось измерительным мостом типа GW INSTEK LCR-817, с погрешностью, не превышающей 0,1 %, при этом амплитуда напряженности измерительного переменного поля составляла 20 А/м.

Первоначально были проведены исследования зависимости магнитной восприимчивости образца от воздействия постоянного электрического поля. Исследования проводились при отсутствии магнитного поля и при различных фиксированных значениях его напряженности. Полученные результаты представлены на рис. 1.

Было обнаружено, что относительная магнитная восприимчивость (каждая кривая нормирована на первоначальное значение восприимчивости χ'_0 при отсутствии магнитного поля) магнитного коллоида с намагниченными агрегатами не меняется при напряженности постоянного электрического поля в диапазоне от 0 до 200 кВ/м (рис. 1, кривая 1).

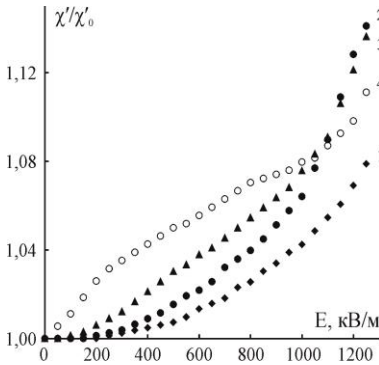


Рис. 1. Зависимость относительной магнитной восприимчивости образца от напряженности постоянного электрического поля без (кривая 1) и при дополнительном действии внешнего постоянного магнитного поля:

$H = 1,43$ кА/м (кривая 2),
 $H = 2,87$ кА/м (кривая 3),
 $H = 4,30$ кА/м (кривая 4).

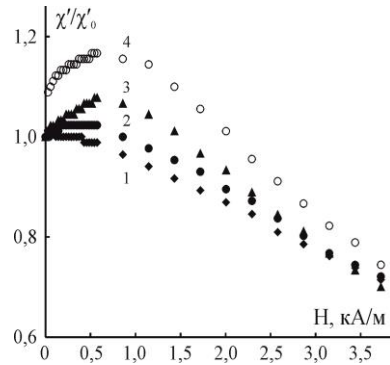


Рис. 2. Зависимость относительной магнитной восприимчивости образца от напряженности постоянного магнитного поля без (кривая 1) и при дополнительном действии внешнего постоянного электрического поля: $E = 400$ кВ/М (кривая 2), $E = 750$ кВ/М (кривая 3), $E = 1100$ кВ/М (кривая 4).

Дальнейшее увеличение поля приводило к монотонному возрастанию восприимчивости. Дополнительное действие внешнего постоянного магнитного поля, перпендикулярного электрическому и сонаправленного с переменным измерительным магнитным полем, не приводило к существенному изменению характера зависимости $\chi' / \chi'_0(E)$, она также продолжала оставаться монотонно возрастающей. Однако с ростом напряженности магнитного поля наблюдалось уменьшение величины электрического поля, начиная с которого относительная магнитная восприимчивость начинала возрастать (рис. 1, кривые 2-4). Кроме того, на зависимости $\chi' / \chi'_0(E)$ появлялся перегиб при некотором значении E .

Также была исследована зависимость относительной магнитной восприимчивости этого образца от напряженности постоянного магнитного поля, направленного вдоль направления измерительного переменного поля. Ее график приведен на рис. 2 (кривая 1). На этом же рисунке приведены аналогичные зависимости, полученные при дополнительном воздействии постоянного электрического поля (рис. 2, кривые 2-4), направленного перпендикулярно измерительному полю. Как видно из

рисунка все зависимости претерпевают максимумы, при этом напряженность постоянного магнитного поля, соответствующая максимуму восприимчивости, смещается в область более высоких значений при увеличении напряженности электрического поля.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № FSRN-2023-0006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kaiser R., Miscoley G. Magnetic properties of stable dispersions of subdomain magnetic particles. // *Journal of Applied Physics*. 1970. Vol. 1, Iss. 3. P. 1064-1072.
2. Bibik E.E., Matygullin B.Ya., Raikher Yu.L. and Shliomis M.I. Magnetostatic properties of magnetite colloids // *Magnetohydrodynamics*. 1973. Vol. 9, No. 1. P. 58-62.
3. Dikanskii Yu.I. Experimental investigation of effective magnetic fields in a magnetic fluid // *Magnetohydrodynamics*. 1982. Vol. 18, No. 3. P. 237-240.
4. Fannin P.C., Charles S.W., Relihan T. Broad-band measurement of the complex susceptibility of magnetic fluids // *Meas. Sci. Technol.* 1993. Vol. 4, Iss. 10. P. 1160-1162.
5. Sindt J.O., Camp P.J., Kantorovich S.S., Elfimova E.A., Ivanov A.O. Influence of dipolar interactions on the magnetic susceptibility spectra of ferrofluids // *Phys. Rev. E*. – 2016. Vol. 93, Iss. 6. P. 063117.
6. Dikansky Y.I., Ispiryan A.G., Arefyev I.M., and Kunikin S.A. Effective fields in magnetic colloids and features of their magnetization kinetic // *Eur. Phys. J. E*. 2021. Vol. 44, Iss. 1. Art. No. 2.
7. Pshenichnikov A.F., Lebedev A.V. Magnetic susceptibility of concentrated ferrocolloids // *Colloid J*. 2005. Vol. 67, Iss. 2. P. 189-200.

**МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА,
ТЕПЛО– И МАССООБМЕН,
КОНВЕКЦИЯ И ВОЛНЫ**

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАНОГЕЛЕЙ ТОПОЛОГИИ «ЯДРО-ОБОЛОЧКА» ДЛЯ НАПРАВЛЕННОГО ТРАНСПОРТА ЛЕКАРСТВ

Добросердова А.Б.^{1а}, Канторович С.С.^{а,б}

^аФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,

Российская Федерация, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19,

^б Университет г. Вена, г. Вена, Австрия,

E-mail: Alla.Dobroserdova@urfu.ru¹

Аннотация. В настоящей работе исследуются магнитные наногели типа «ядро-оболочка» («core-shell»), которые рассматриваются как капсулы, удерживающие лекарственный препарат, который впоследствии должен быть высвобожден. В работе исследуются параметры, влияющие на время высвобождения лекарственного препарата. Начальный этап исследования содержит исследование наногеля, состоящего только из ядра (то есть без оболочки). Далее эта модель расширяется на случай топологии «ядро-оболочка». Исследование проводится с помощью компьютерного моделирования, выполненного методом молекулярной динамики.

Ключевые слова: магнитные наногели, топология «ядро-оболочка», компьютерное моделирование, молекулярная динамика, высвобождения лекарственного препарата



ДОБРОСЕРДОВА Алла Борисовна окончила магистратуру математико-механического факультета Уральского федерального университета, кандидат физико-математических наук, тема кандидатской диссертации – «Математическое моделирование самодиффузии в магнитных жидкостях». Имеет более 50 публикаций, из которых более 15 научных статей в реферируемых журналах.



КАНТОРОВИЧ Софья Сергеевна в 2004 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Цепочечные агрегаты в полидисперсных магнитных жидкостях», в 2019 году была защищена диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Имеет более 100 научных статей в ведущих реферируемых журналах.

Введение

Магнитные частицы нано- и/или микроразмера, распределенные в полимерной немагнитной матрице, представляют основу для создания нового класса мягких материалов [1–3]. Наибольшую популярность с точки зрения практического применения, получили магнитные гели, в которых полимерная матрица набухает под действием жидкости-носи-

тела [4–5], и магнитомягкие эластомеры, также известные как магнито-реологические эластомеры [3]. Это связано с характерной для этих материалов связью между магнитными взаимодействиями и деформацией полимерной матрицы, что делает эти материалы очень перспективными для различных технологических применений, таких как адаптивные демпфирующие устройства, виброгасители, искусственные мышцы и многие другие [6–7]. Особенно полезными для инкапсуляции являются наногели, имеющие топологию «ядро-оболочка». Структура с центральным ядром может использоваться для хранения терапевтических средств, защищенных внешней оболочкой [8]. Однако несмотря на растущий научный и промышленный интерес, который вызывают магнитные гели и эластомеры, их свойства еще далеки от полного понимания.

Модель магнитных гелей «ядро-оболочка» с активными частицами для инкапсуляции лекарственных препаратов

В рамках данной работы рассматриваются магнитные наногели типа «ядро-оболочка». Ядро наногеля состоит из шести полимеров, состоящих из 100 сферических частиц, связанных посредством взаимодействия FENE (Finite Extension Nonlinear Expander):

$$U_{FENE}(r) = -\frac{1}{2}K\Delta r_{max}^2 \ln \left[1 - \left(\frac{r - r_0}{\Delta r_{max}} \right)^2 \right],$$

где K – множитель, Δr_{max} – максимальное растяжение, r_0 – равновесная длина связи. Все упругие взаимодействия в системе могут быть визуально представлены как пружинки.

Полимеры сшиваются между собой в 100 точках с помощью классического гармонического потенциала:

$$U_h(r) = \frac{1}{2}K(r - R)^2,$$

где K – жесткость пружинки, r – расстояние между концами пружинки, $r = R$ соответствует минимуму потенциала.

Для описания короткодействующего отталкивания (отталкивания типа «мягкие сферы») между частицами используется потенциал Вика-Чендлера-Андерсена [9]:

$$U_{WCA}(i, j) = \begin{cases} 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{|\vec{r}_{ij}|} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{|\vec{r}_{ij}|} \right)^6 \right] + \varepsilon, & |\vec{r}_{ij}| \leq r_c, \\ 0, & |\vec{r}_{ij}| > r_c, \end{cases}$$

где σ – характерный диаметр частицы, ε соответствует энергетической шкале стерических взаимодействий, $r_c = 2^{\frac{1}{6}}\sigma$ – расстояние, на котором принято «обрезать» потенциал Леннарда-Джонса [10].

Оболочка наногеля создается из 100 полимеров, которые крепятся к самым удаленным от центра ядра частицам с помощью классического гармонического потенциала. Рассматриваются две различные длины полимеров в оболочке: 10 и 20 частиц.

В работе рассматриваются два типа магнитных гелей. В первом случае магнитные частицы присутствуют только в ядре и составляют 10% от числа частиц в ядре. Во втором случае наряду с магнитными частицами ядра 10% частиц оболочки заменяются магнитными.

Взаимодействие между магнитными частицами точно описывается потенциалом магнитного диполь-дипольного взаимодействия [11]:

$$U_{dd}(i, j) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\langle \vec{m}_i, \vec{m}_j \rangle}{|\vec{r}_{ij}|^3} - 3 \frac{\langle \vec{m}_i, \vec{r}_{ij} \rangle \langle \vec{m}_j, \vec{r}_{ij} \rangle}{|\vec{r}_{ij}|^5} \right),$$

где \vec{m}_i и \vec{m}_j – магнитные моменты i -ой и j -ой частиц соответственно, \vec{r}_{ij} – вектор, соединяющий центры i -ой и j -ой частиц, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гс/м – магнитная проницаемость вакуума. Данный вид взаимодействия можно характеризовать с помощью следующего параметра:

$$\lambda_{ij} = \frac{\mu_0 |\vec{m}_i| |\vec{m}_j|}{4\pi kT d^3},$$

где d – расстояние между магнитными частицами, kT – тепловая энергия.

Для того чтобы наногель начал двигаться, необходимо некоторые его частицы оснастить «моторчиками». Для этого частицы необходимо сделать активными. Таким образом, частицы будут двигаться с постоянной скоростью. Остается только задать активным частицам направление движения. Для этого «моторчиками» необходимо наделять только магнитные частицы, а направление для них задавать с помощью внешнего магнитного поля. Взаимодействие магнитных частиц с внешним магнитным полем описывается энергией Зеемана:

$$U_H(i) = -\langle \vec{m}_i, \vec{H} \rangle,$$

где \vec{H} – однородное внешнее магнитное поле.

Лекарственный препарат моделируется несколькими сферическими частицами, размещенными внутри ядра наногеля. При движении наногеля начинают двигаться и частицы, моделирующие лекарства, однако, со временем они покидают ядро наногеля, а впоследствии и его оболочку, высвобождаясь наружу. Использование активных частиц по отдельности и вместе в ядре и оболочке приводит к различным скоростям движения наногеля, что, безусловно, будет сказываться и на скорости высвобождения лекарственного препарата.

Основные результаты и заключение

Компьютерное моделирование проводилось в программной среде ESPResSo [12–14], которая представляет собой пакет программ для исследования физических, химических и молекулярно-биологических систем с помощью метода молекулярной динамики.

На начальном этапе исследовался наногель без оболочки, когда есть только ядро. В такой системе наблюдается довольно быстрое высвобождение лекарственного препарата, поскольку сшитые между собой шесть полимеров представляют недостаточную преграду для частиц, моделирующих лекарственные средства. Для увеличения времени высвобождения препарата, скорее всего, необходимо рассматривать наногель с большим числом швов между частицами полимеров.

Если рассматривать наногели топологии «ядро-оболочка», то можно выделить несколько вариантов размещения активных частиц. Для сохранения структуры «ядро-оболочка» необходимо все магнитные частицы наногеля рассматривать как активные. В этом случае направленное движение наногеля не будет приводить к разрушению структуры «ядро-оболочка».

Магнитные наногели с магнитным ядром и оболочкой будут быстрее перемещаться, поскольку обладают большим количеством активных частиц. Далее возникает вопрос: как эта скорость движения отразится на высвобождении лекарственных препаратов?

Магнитные наногели только с магнитным ядром будут перемещаться медленнее. Полимеры оболочки перемещаются вслед за полимерами ядра. Здесь возникает вопрос: помогут ли полимеры оболочке дольше сохранить лекарственный препарат внутри наногеля?

Работа выполнена при поддержке Уральского математического центра УрФУ (Соглашение 075-02-2024-1428 от 28.02.2024 с Министерством науки и высшего образования РФ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Filipcsei G. Magnetic Field-Responsive Smart Polymer Composites / G. Filipcsei // *Oligomers – Polymer Composites – Molecular Imprinting* / G. Filipcsei, I. Csetneki, A. Szilágyi, and M. Zrínyi. Berlin, 2007. PP. 137–189.
2. Thévenot J. Magnetic responsive polymer composite materials / J. Thévenot, H. Oliveira, O. Sandre, and S. Lecommandoux // *Chem. Soc. Rev.* 2013. Vol. 42. PP. 7099–7116.
3. Odenbach S. Microstructure and rheology of magnetic hybrid materials / S. Odenbach // *Arch. Appl. Mech.* 2016. Vol. 86. PP. 269–279.^[1]_[SEP]
4. Shiga T. Magnetroviscoelastic behavior of composite gels / T. Shiga, A. Okada, T. Ku-rauchi // *J. Appl. Polym. Sci.* 1995. Vol. 58. PP. 787–792.

5. Magnetic and geometric anisotropy in particle-crosslinked ferrohydrogels / L. Roeder, P. Bender, M. Kundt, A. Tschope, A. M. Schmidt // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2015. Vol. 17. PP. 1290–1298.
6. Carlson J.D. MR fluid, foam and elastomer devices / J.D. Carlson J.D. and M. R. Jolly // *Mechatronics*. 2000. Vol. 10. PP. 555–569.
7. A state-of-the-art review on magnetorheological elastomer devices / Y. Li, J. Li, W. Li, and H. Du // *Smart Mater. Struct.* 2014. Vol. 23, № 12. PP. 123001.
8. Magnetic polymeric core-shell as a carrier for gradual release in-vitro test drug delivery / M. Zhalechin, S.M. Dehaghi, M. Najafi and A. Moghimi // *Heliyon*. 2021. Vol. 7. Art. Num. e06652.
9. Weeks, J.D. Role of repulsive forces in determining the equilibrium structure of simple liquids / J.D. Weeks, D. Chandler, H.C. Andersen // *J. Chem. Phys.* 1971. V. 54. PP. 5237–5247.
10. Lennard-Jones, J.E. On the determination of molecular fields / J.E. Lennard-Jones // *Proc. R. Soc. Lond. A*. 1924. V. 106. PP. 441–462.
11. Парселл, Э. Берклеевский курс физики / Э. Парселл. М.: Наука, 1983. Т. II. Электричество и магнетизм.
12. Extensible Simulation Package for Research on Soft matter systems. Mode of access <http://espressomd.org>.
13. ESPResSo 3.1 – Molecular Dynamics Software for Coarse-Grained Models / A. Arnold, O. Lenz, S. Kesselheim et al. // *Meshfree Methods for Partial Differential Equations VI* / ed. by M. Griebel, M. A. Schweitzer. V. 89 of *Lecture Notes in Computational Science and Engineering*. Springer, 2013. PP. 1–23.
14. ESPResSo – An Extensible Simulation Package for Research on Soft Matter Systems / H. J. Limbach, A. Arnold, B. A. Mann, C. Holm // *Computer Physics Communications*. 2006. V. 174, N. 9. PP. 704–727.

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ НА ДЕФОРМАЦИЮ КАПЕЛЬ В МАГНИТНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Кононенко Д.В.¹, Закинян А.Р.

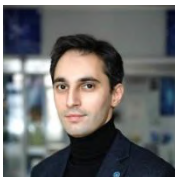
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«Северо-Кавказский федеральный университет»,
Российская Федерация, 355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1,
E-mail: daria.emerald8@gmail.com

Аннотация. В данной работе исследуются магнитные эмульсии, в которых под воздействием внешнего магнитного поля образуются упорядоченные цепочечные структуры. Исследуется связь между магнитной проницаемостью эмульсий и процессами структурообразования. Показано, что проницаемость может увеличиваться до 10% при воздействии подмагничивающего поля. Наблюдалась деформация капель и их объединение в цепочки, что влияло на форму и динамику эмульсии. Для моделирования использовался метод объема жидкости и уравнение Навье-Стокса. Установлено, что прямые эмульсии деформируются сильнее, чем обратные, за счет межкапельных взаимодействий и формирования цепочечных структур.

Ключевые слова: магнитные эмульсии, магнитная проницаемость, микро-структура, структурообразование, магнитное число Бонда, деформация капель эмульсии



КОНОНЕНКО Дарья Валерьевна в 2024 году окончила ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет» магистратуру по специальности «Физика». Имеются 15 патентов на разработанное ПО для приборов. Также, является участником научных семинаров и конференций по тематике умных материалов.



ЗАКИНЯН Артур Робертович в 2010 г. защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук. В 2020 г. защитил диссертацию на соискание степени доктора физико-математических наук. Опубликовано более 140 научных работ. В их числе более 40 статей в рейтинговых международных научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus, более 20 статей в отечественных журналах из перечня ВАК. Является автором 2 патентов на изобретение, имеет 6 свидетельств о гос. регистрации программ для ЭВМ. Опубликовано 3 монографии, 7 учебно-методических пособий.

В дисперсных средах намагничивание во многом зависит от взаимодействия частиц, и этот характер взаимодействий определяется микро-структурным состоянием среды.

В данной работе исследуются эмульсии магнитной жидкости [1, 2], в которых путем бесконтактного воздействия внешним магнитным полем может создаваться упорядоченная цепочечная микроструктура. В работе рассматриваются магнитная проницаемости таких эмульсий во взаимосвязи с протекающими в них процессами структурообразования.

В результате проведенных исследований было показано, что магнитная проницаемость эмульсий может увеличиваться до 10 % при воздействии подмагничивающего поля. Помимо процесса деформации капель, наблюдалось их постепенное объединение в цепочечные структуры, что оказывало дополнительное влияние на их форму и динамику (рис. 1).

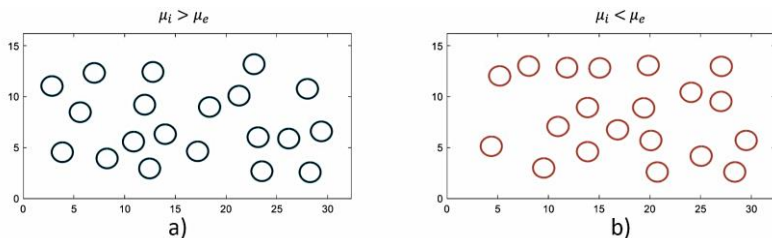


Рис.1. Системы капель прямой и обратной эмульсии

Для моделирования системы капель прямой и обратной эмульсии было выполнено прямое компьютерное моделирование динамики капель эмульсии во внешнем поле. Для этого решалось уравнение Навье-Стокса, которое дискретизировалось на конечно-разностной сетке. Трекинг межфазной границы осуществлялся по методу объема жидкости.

В рамках данного исследования капли рассматривались как стабилизированные, исключая возможность их слияния, что позволило сфокусироваться исключительно на их деформации и формировании цепочечных структур (рис. 2).

При этом изменение проницаемости сильнее выражено для прямых эмульсий, чем для обратных (рис.3). В прямой эмульсии основным фактор, снижающий деформацию капель в сильных полях, — это быстрое образование цепочек. В обратной эмульсии этот эффект также наблюдается, но деформация капель в большей степени зависит от межмолекулярных взаимодействий, что приводит к меньшему уменьшению деформации по сравнению с прямой эмульсией.

На графике (рис. 4) показана зависимость относительной разности между отношениями полуосей капель эмульсии и одиночной капли от числа Бонда. Из него видно, что при больших временах и сильных полях форма капель значительно изменяется из-за формирования цепочечных

структур, что уменьшает их деформацию. В малых полях и на коротких временах цепочечные структуры отсутствуют, и капли взаимодействуют напрямую. Это увеличивает деформацию капель в прямой эмульсии и уменьшает её в обратной (рис. 5). динамики капель эмульсии во внешнем поле.

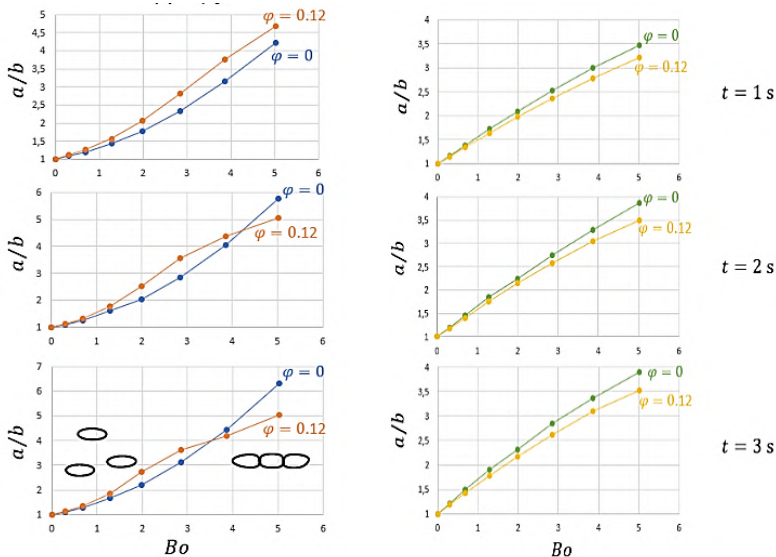


Рис. 2. Форма капли в зависимости от числа Бонда в разные моменты времени (слева – прямая эмульсия; справа – обратная)

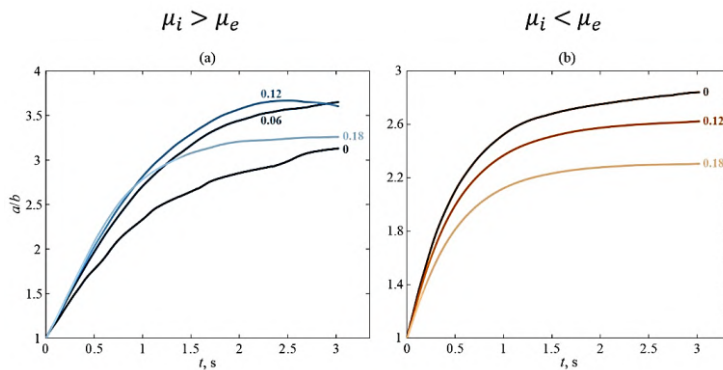


Рис. 3. Зависимость степени деформации капли эмульсии от времени действия поля при разных концентрациях дисперсной фазы

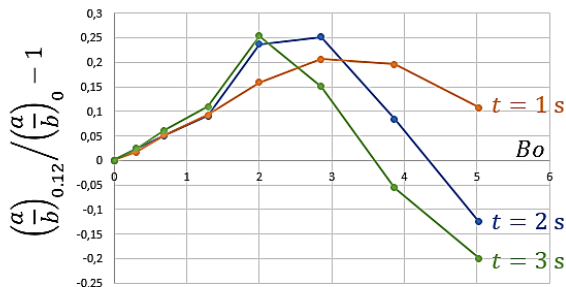


Рис. 4 График зависимости относительной разности между отношениями полуосей каплей эмульсии и одиночной капли от числа Бонда – прямая эмульсия

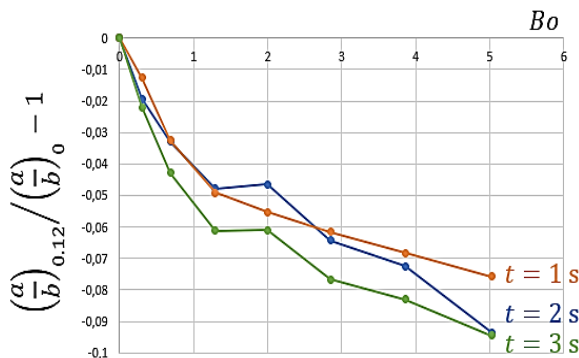


Рис. 5. График зависимости относительной разности между отношениями полуосей каплей эмульсии и одиночной капли от числа Бонда – обратная эмульсия

Таким образом в данной работе показано, что взаимодействие каплей может по-разному влиять на их форму во внешнем поле. Капли прямых эмульсий деформируются сильнее, а обратных слабее за счет межкапельных взаимодействий. При этом протекающий параллельно процесс образования цепочек всегда приводит к уменьшению степени деформации каплей, объединенных в цепочки. Представленные здесь выводы подтверждаются также проведенными экспериментальными исследованиями.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ МД-2683.2022.1.2

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zakinyan A., Arefyev I. Thermal conductivity of emulsion with anisotropic microstructure induced by external field. *Colloid Polym. Sci.* 298, 1063–1076 (2020).
2. Zakinyan A., Dikansky Y., Bedzhanyan M. Electrical properties of chain microstructure magnetic emulsions in magnetic field. *J. Disp. Sci. Technol.* 35, 111–119 (2014).

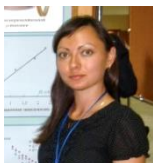
ТЕМПЕРАТРАНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОЦЕССОВ ДЕФОРМАЦИИ МИКРОКАПЕЛЬ МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ ЭМУЛЬСИИ ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ

Бекетова Е.С.¹, Диканский Ю.И.

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Северо-Кавказский федеральный университет»
Российская Федерация, 355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, д. 1,
E-mail: tkacheva_es.86@mail.ru¹

Аннотация. В настоящей работе исследованы особенности микрокапель магнитной эмульсии с малым межфазным натяжением на границе капля-среда. Установлен характер температурной зависимости процессов деформации микрокапель от температуры, как в постоянном, так и в переменном магнитном поле. Выявлены отличия характеров деформации микрокапель, полученных из магнитных жидкостей с разным их структурным состоянием. Измерения проведены как в постоянных, так и переменных магнитных полях.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитная эмульсия, деформация капель в полях, зависимость деформации от температуры.



БЕКЕТОВА Елена Сергеевна в 2009 г. окончила физико-математический факультет Ставропольского государственного университета (СГУ) по специальности «Физика». В период 2009–2012 гг. обучалась в очной аспирантуре СГУ по специальности 01.04.13 – «Электрофизика, электрофизические установки». В 2013 г. защитила кандидатскую диссертацию на тему «Структурно-динамические процессы в системе микрокапель магнитных жидкостей в электрическом и магнитном полях». В настоящее время является ведущим научным сотрудником кафедры экспериментальной физики физико-технического факультета Северо-Кавказского федерального университета.



ДИКАНСКИЙ Юрий Иванович в 1973 г. окончил Ставропольский государственный педагогический институт. В 1984 г. защитил кандидатскую диссертацию. В 1999 г. защитил докторскую диссертацию. В 2003 г. присвоено звание профессора. В настоящее время является профессором кафедры экспериментальной физики физико-технического факультета Северо-Кавказского федерального университета.

Магнитные жидкости ультрадисперсные коллоидные растворы ферро- и ферритмагнетиков продолжают привлекать исследователей магнитомягких материалов. Развитие новых направлений их применения в микрофлюидных технологиях [1] побудило к исследованию зако-

номерностей поведения микрокапель магнитных жидкостей, подверженных действию магнитного и электрического полей [2,3]. Немаловажным фактором, оказывающим влияние на характер деформации микрокапель является изменение температуры [4]. Ранее, нами в [5] нами были приведены результаты исследования особенностей деформации микрокапель, обладающих малым межфазным натяжением на их границах с немагнитной средой при воздействии переменного электрического поля. Как оказалось, изменение температуры может оказывать существенное влияние на степень и характер деформации таких микрокапель в электрическом поле. В настоящей работе исследованы особенности деформации микрокапель магнитной эмульсии, отличающихся, однако, разным структурным состоянием магнитной жидкости, из которой они были получены. Установлен характер температурной зависимости процессов деформации таких микрокапель от температуры, как в постоянном, так и в переменном магнитном поле.

Образцы для исследования и методика эксперимента. Для проведения исследований были приготовлены два образца: в образце № 1 дисперсная фаза представляла собой однородную магнитную жидкость на основе керосина, а дисперсионная среда - масло АМГ-10. В образце № 2 дисперсная фаза – магнитная жидкость с намагниченными агрегатами, дисперсионная среда – масло АМГ-10, при этом соотношение объемов АМГ-10 и исходного образца магнитной жидкости составляло 9:1. Смесь перемешивали с помощью электромеханической мешалки, в результате чего получали магнитную эмульсию, содержащую микрокапли магнитной жидкости диаметром 10–30 мкм.

Деформацию микрокапель эмульсий в магнитном поле изучали с помощью оптического микроскопа типа Биолам, не содержащего намагничивающихся деталей. Микроскоп был снабжен видеокамерой, сопряженной с компьютером. При проведении исследования, кювету с исследуемой жидкостью помещали между катушек Гельмгольца, создававшими однородное поле в объеме, в несколько раз превышающем габариты кюветы и прижимали с помощью механического зажима к термостатирующей системе, которая представляла собой массивный медный параллелепипед, через пазы в толще которого прокачивалась вода с заданной температурой с помощью термостата типа TERMEX M12M-X232B. Температуру контролировали с помощью медь-константановой термопары, расположенной под прижатой к термостатирующей системе стенкой кюветы с эмульсией. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

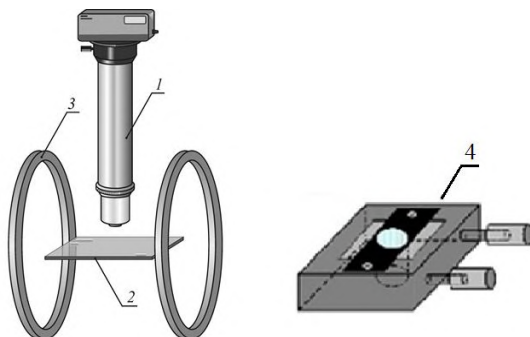


Рис.1. Экспериментальная установка для исследования деформации микрокапель в магнитном поле: 1 – оптический микроскоп; 2 – ячейка с образцом; 3 – катушки Гельмгольца; 4 – термостатирующая система

Результаты эксперимента и их обсуждение

В ходе проведения исследований было установлено существенное отличие зависимостей деформации микрокапель от напряженности постоянного поля магнитного поля исследованных образцов. Так в отличие от микрокапель однородной магнитной жидкости, микрокапли магнитной жидкости с намагниченными агрегатами претерпевают скачкообразное увеличение деформации при некотором значении напряженности поля, зависящем от температуры. Температурные же зависимости деформации микрокапель этих образцов вообще имеют разный характер. Так если для микрокапель образца №1 наблюдается монотонное увеличение их деформации при повышении температуры, для микрокапель образца №2 зависимость отношения полуосей капли, предварительно деформированной магнитным полем, претерпевает максимум при определенном значении температуры с последующим уменьшением деформации (рис. 2).

При этом температура максимума повышается при увеличении напряженности деформирующего поля, а при ее уменьшении до 150 кА/м зависимости становятся гладкими без каких-либо экстремумов.

При использовании в качестве деформирующего переменного магнитного поля наблюдаются особенности, как зависимостей деформации от напряженности поля, так и температурной зависимости отношения полуосей деформированной переменным магнитным полем при некоторой его напряженности и частоте.

Так при некоторой температуре происходит замедление роста деформации вплоть до остановки и небольшого уменьшения. При дальнейшем повышении температуры рост деформации при увеличении

температуры возобновляется. При этом температура обнаруженной аномалии хода этой зависимости зависит от частоты поля. Кроме исследования влияния температуры на процессы деформации в переменных полях, были также предприняты аналогичные исследования во вращающемся магнитном поле.

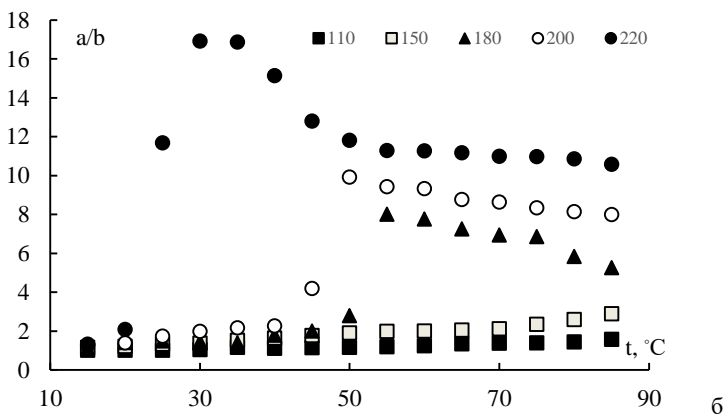
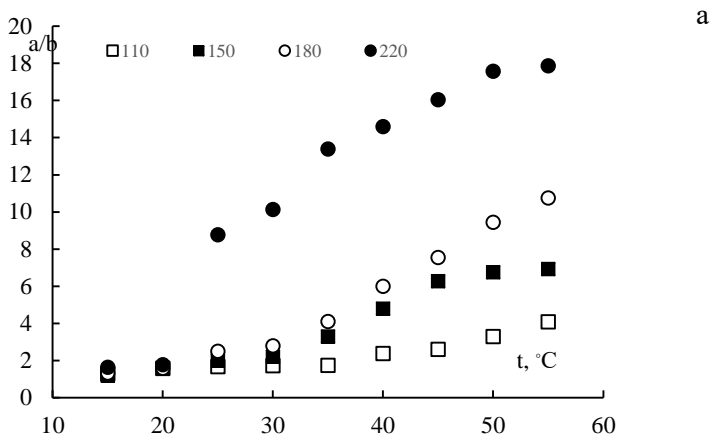


Рис. 2. Зависимость параметра деформации капли образца № 1 (рис. а) и образца № 2 (рис. б) от температуры, при различных напряженностях магнитного поля (А/м). Диаметр капли 30 мкм

Теоретическое обоснование наблюдаемых эффектов требует дополнительных исследований.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № FSRN - 2023-0006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nguyen N.T. // *Microfluid. Nanofluid.* 2012. Vol. 12. P. 1–16.
2. Dikanskii Y.I., Nechaeva O.A., Zakinyan A.R. Deformation of magnetosensitive emulsion microdroplets in magnetic and electric fields // *Colloid Journal.* 2006. Vol. 68, No. 2. P. 137-141.
3. Zakinyan A., Dikansky Y., Bedzhanyan, M. Electrical Properties of Chain Microstructure Magnetic Emulsions in Magnetic Field // *Journal of Dispersion Science and Technology.* 2014. – Vol. 35, Iss. 1. – P. 111-119.
4. Дроздова, В. И. Кушнарв В.В., Шагрова Г.В. Сб. Науч. тр. 11-ой международной Плесской конференции по магнитным жидкостям, Плес, сентябрь 2004. С.214-219.
5. Beketova E. S., Nechaeva O. A., Dikanskii Yu. I. Features of deformation of droplets of magnetic emulsions in an alternating electric field // *Surface Engineering and Applied Electrochemistry.* 2023. Vol. 59, Iss. 4. P. 459-466.

ИССЛЕДОВАНИЕ КАПЕЛЬНОГО УНОСА ПРИ ИСПАРЕНИИ ПЕРЕГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ

Жуков В.П.¹, Кокулин И.А.¹, Виноградов В.Н.¹

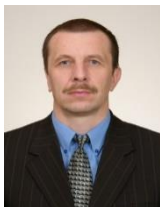
¹ ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»

Российская Федерация, 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34

E-mail: zhukov-home@yandex.ru¹

Аннотация. Процесс формирования капли при конденсации или испарении жидкости во многом определяет протекание процессов переноса массы и энергии. Распределение капель по размерам однозначно определяет площадь поверхности разделения жидкой и газовой фаз, то есть влияет на интенсивность переноса массы и энергии через эту поверхность в гетерогенных средах. В процессе дистилляции капельный унос жидкости при интенсивном испарении может приводить к негативным последствиям: загрязнению дистиллята. Исследование процесса формирования капель и определение их размера при испарении и конденсации жидкости в гетерогенных средах является актуальной задачей.

Ключевые слова: размер капель, распределение капель по размерам, площадь поверхности раздела фаз, поток массы и энергии



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 проектов по новым методам математического моделирования процессов в дисперсных средах.

КОКУЛИН Илья Андреевич – аспирант кафедры тепловых электрических станций ИГЭУ. Имеет более 5-ти публикаций различного уровня, 1 свидетельство о регистрации программ на ЭВМ.

ВИНОГРАДОВ Владимир Николаевич – доцент кафедры химии и химических технологий в энергетике, к.т.н. Специалист в области моделирования деаэрации и водоподготовки, имеет многочисленные публикации по этой проблематике.

Процесс формирования капель при конденсации и испарении жидкости во многом определяет распределение капель по размерам и площадь поверхности раздела жидкой и газовой фаз в гетерогенных средах. Поток массы или энергии между гетерогенными средами пропорционален площади этой поверхности. Вот почему процесс формирования капель и определение размера капель при испарении и конденсации

является актуальной задачей при исследовании процессов тепломассопереноса в гетерогенных средах.

Разработка модели процесса испарения перегретой жидкости с учетом возможного уноса капель выполняется в рамках комбинаторного подхода. Целью моделирования является определение распределения капель по размерам в зоне испарения перегретой жидкости при сбросе давления. Поясним алгоритм построения модели с помощью схемы, представленной на рис. 1. На рисунке продемонстрированы три возможных варианта испарения единичной порции жидкости. При подведении энергии равной удельной теплоте парообразования r , достаточной для полного испарения единичной порции, вся жидкость переходит в пар, состоящий из отдельных молекул. Этот случай показан на рис. 1,а и соответствует полному испарению всей влаги. При подводе меньшего количества энергии испаряется только часть воды, доля которой обозначается через α . При этом считается, что пар также состоит из отдельных молекул, а по своему состоянию близок к сухому насыщенному пару (рис. 1,б). При быстром вскипании перегретой воды в паровое пространство могут выноситься капли воды или агрегаты молекул разного размера (рис. 1,в). Знание размеров этих агрегатов имеет принципиальное значение для правильного проектирования и эксплуатации сепараторов капель, которые устанавливаются для предотвращения загрязнения дистиллята.

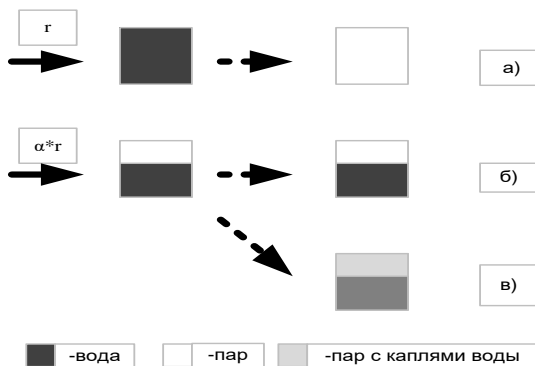


Рис. 1. Расчетная схема определения распределения капель влаги по размерам:
 а) – идеальное испарение всей воды; б) – идеальное испарение части воды;
 в) – реальное испарение части воды

Для нахождения распределения капель по размерам предполагается,

что капля состоит из неразрушимых элементов, в качестве которых рассматриваются молекулы или их агрегаты. Энергия связи между всеми элементами считается одинаковой. Также предполагается, что каждый элемент имеет не больше, чем две связи. Естественно, что следующий шаг идеализации – размещение всех элементов в линию. Таким образом, мы получаем одномерную структуру как условную модель реальной капли. Переход на более сложные плоские или объемные структуры на данном этапе не рассматривается, так как модель становится непригодной для получения расчетных результатов из-за сложности вычислений и большого объема требуемых машинных ресурсов. Число неразрушаемых элементов (целое число) соответствует условному размеру капель. Также логично представить подводимую энергию как количество связей, которые могут быть разрушены, – тоже целое число. Таким образом, условная капля подготовлена к применению основных соотношений комбинаторики. Молекулы в единичной порции жидкой фазы связаны друг с другом, и для их полного разделения необходимо затратить энергию, которая называется удельной теплотой парообразования [1]. Принимая, что на каждый элемент приходится одинаковая энергия связи, определим ее через отношение удельной энергии парообразования к числу таких элементов в единичной порции. Другими словами, удельная энергия связи, приходящаяся на одну молекулу, находится как удельная теплота парообразования, деленная на число связей, которые необходимо разорвать для превращения всей воды в пар

$$e = \frac{r * \mu}{N_a * 1000}, \quad (1)$$

где $N_a=6.022e23$ – число Авогадро, 1/моль, μ – молекулярная масса воды, г/моль; e – энергия, необходимая на испарение одной молекулы воды, Дж. Если агрегат молекул или капля содержит одну и более неразорванных межмолекулярных связей, то величина энергии, необходимая для образования этого агрегата, уменьшается на число неразорванных связей.

Для вывода основных уравнений модели используется комбинаторная формула, полученную нами ранее [2] для описания аналогичной задачи целочисленного разрушения частиц при измельчении. Предположив, что система состоит из N элементов и содержит $N-1$ межэлементную связь, то после подвода K единиц энергии анализируемая система будет разделена на $K+1$ элемент. В силу указанной аналогии между процессами разрушения частиц и испарения (дефрагментации) капель полученное ранее [2] комбинаторное выражение позволяет рассчитать искоемое распределение капель по размерам:

$$f_i = \frac{(N-i-1)!(N-K-1)!}{(N-i-K)!N!} i^K (K+1); \quad (2)$$

где f_i – массовая доля агрегатов (капель), состоящих из i элементов, при подведении к исходному агрегату размером N K единиц энергии, N – число элементов, K – число единиц разорванных связей (число единиц подведенной энергии), i – размер образовавшегося агрегата (капли).

Следует отметить, что вычисление факториалов для больших чисел согласно (2) является ресурсоемкой вычислительной процедурой, поэтому для выполнения практических расчетов разработан следующий алгоритм. Сначала формула (2) переписывается для капель единичного размером ($i=1$) в виде (3), согласно которого рассчитывается доля капель единичного размера. Затем, зная долю капель единичного размера при $i=1$, находится доля капель размера ($i+1$) и аналогично все остальные значения распределения (f_{i+1}) по рекуррентной формуле (4), используя значение предыдущего найденного значения (f_i)

$$f_1 = \frac{K * (K + 1)}{N * (N - 1)}, \quad (3)$$

$$f_{i+1} = \frac{f_i * i * (N - K - i + 1)}{(i - 1) * (N - i)}. \quad (4)$$

Численный пример расчета распределения капель по размерам выполнен для следующих исходных данных: число элементов в порции $N=10000$; число разорванных связей $K=[300\ 600\ 900]$; $r=2260000$, Дж/кг. Указанное число разорванных связей соответствует доле образовавшегося пара, состоящего из отдельных молекул согласно схеме рис. 1,б, $\alpha=[0,03\ 0,06\ 0,09]$. При образовании агрегатов из нескольких молекул воды согласно расчетной схеме рис. 1,в и формулам (3), (4) определяется распределение капель по размерам, после чего находится энергия, подведенная к испаряемой жидкости с учетом содержания в паровом объеме капель разного размера. На образование фрагментов, у которой разорваны не все связи между молекулами, требуется меньше энергии по сравнению с испарением до состояния сухого насыщенного пара, при котором разорваны все связи. При этом для образования фрагментов размером i молекул с учетом неразорванных связей требуется подвести энергии меньше с учетом числа неразорванных связей, то есть e/i . Энергия, затраченная на образование ансамбля капель с известным распределением капель по размерам, считается по формуле

$$E_r = \sum_i \frac{f_i^* e}{i}. \quad (5)$$

При идеальном испарении согласно схемы рис. 1,б после испарения получается пар, состоящий из отдельных молекул и область жидкой фазы, в которой все молекулы образуют один фрагмент или каплю. В реальном процессе при наличии между молекулами в капле неразорванных связей в паровой фазе могут находиться агрегаты из двух и более молекул. Согласно теории образования фаз (развитой, в частности, Фольмером [3]), возникновение жидкой фазы в гомогенной (однородной) атмосфере пара осуществляется путем флуктуаций, при которых образуются временные агрегаты из двух или более молекул. Однако при сцеплении молекул освобождается теплота конденсации, и вследствие перегрева большинство агрегатов вновь разрушается. Устойчивыми могут оказаться лишь достаточно крупные ассоциации большого числа молекул, которые могут при данных условиях находиться в равновесии со средой. Можно считать, что эта метастабильность связана с необходимостью затраты работы для образования зародыша новой фазы. Следует отметить, что полученные согласно (2) распределения агрегатов описывают систему, которая находится в метастабильном состоянии, при котором общее число разорванных связей в рассматриваемой порции остается постоянным согласно закону сохранения энергии, которое автоматически выполняется в представленной модели. Результаты расчета распределения капель воды по размерам при разных энергиях перегрева представлены на рис. 2.

Анализ полученных результатов показывает, что с ростом подведенной энергии на испарение в рассмотренном диапазоне значений параметров средний размер капель распределения уменьшается.

Дополнительно получены результаты расчета распределения капель по размерам при варьировании подведенной энергии на испарение в более широком диапазоне: от нулевого значения до энергии полного испарения порции. Результаты расчета процесса испарения выделенной порции воды представлены в виде зависимости относительного среднего размера капель от доли энергии, затраченной на испарение. Доля энергии варьируется от нуля (нет испарения) до единицы (полное испарение). При этом средний размер капель соответственно уменьшается от единицы (размер капли равен размеру порции) до практически нулевого размера (размер молекулы). Доля энергии на испарение характеризуется через отношение числа разорванных связей к числу таких связей (K/N), соответственно относительный размер капель представлен отношением среднего размера капель к максималь-

ному (I/N). При этом средний размер капель определяется как начальный момент распределения.

$$I = \sum_i i \cdot f_i$$

[4]

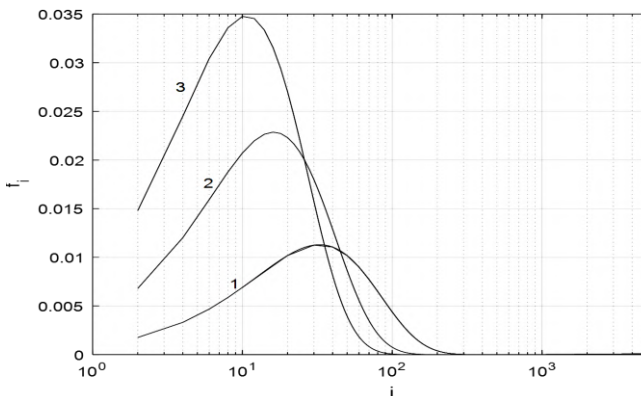


Рис. 2. Распределение капель по размерам при разном подводе энергии на парообразование: 1 – $K=300$; 2 – 600, 3 – 900

Разработанная комбинаторная модель распределения капель по размерам при испарении перегретой воды при ее попадании в зону пониженного давления позволяет определить площадь поверхности раздела фаз в гетерогенных средах и моделировать процессы переноса энергии и массы через эту поверхность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жуков В. П., Кокулин И.А., Виноградов В.Н. Моделирование и расчет процесса тепломассообмена в многоступенчатых многопоточных испарителях мгновенного вскипания. Вестник ИГЭУ. 2023. № 1.
2. Mizonov V.E., Zhukov V.P. Simulation of Grinding: new Approaches. Ivanovo, 1997. 108 с.
3. Физика облаков/ под ред. А.Х. Хргиана–Л.: ГИМИЗ.-459 с.
4. Гмурман В.Е. Теория вероятностей и математическая статистика. М.: Высшая школа, 1997. -479 с.

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТРЕНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ СЛОЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ, ДВИЖУЩЕМСЯ АКСИАЛЬНО

Иванов А.С.¹, Косков М.А.², Сомов С.А.²

^{1, 2} «Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук» филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Пермского федерального исследовательского центра Уральского отделения Российской академии наук,
Российская Федерация, 614013, г. Пермь, ул. Академика Королева, д. 1
E-mail: lesnichiy@icmm.ru¹

Аннотация. Для получения информации о трении, возникающем в заполненном магнитной жидкостью зазоре между внутренней стенкой немагнитной трубки и цилиндрической сборкой постоянных магнитов, при аксиальном движении последней, проведена серия экспериментов. В случае равномерного движения магнитной сборки под действием постоянной внешней силы измерен коэффициент трения. Результаты измерений сопоставлены с расчётными значениями коэффициента. Показана возможность аналитической оценки коэффициента трения, полезная при проектировании одноосных магнитожидкостных акселерометров.

Ключевые слова: коэффициент трения, коаксиальный зазор, магнитная сборка, магнитожидкостный акселерометр.



ИВАНОВ Алексей Сергеевич окончил ПГУ по специальности «Радиофизика» в 2006 году. В 2023 году защитил диссертацию на соискание ученой степени д.ф.-м.н. по теме «Гидродинамика капельных агрегатов и немагнитных тел, погруженных в магнитную жидкость». В настоящее время является заведующим лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.



КОСКОВ Михаил Андреевич окончил ПГУ в 2021 году по направлению магистратуры «Прикладные математика и физика». В настоящее время м.н.с. лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.



СОМОВ Сергей Андреевич окончил ПГУ в 2018 году по направлению магистратуры «Радиофизика» и в 2022 году аспирантуру по направлению «механика жидкости, газа и плазмы». В настоящее время инженер лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.

Более полувека остаётся нерешенной задача о создании одноосного механического магнитожидкостного датчика линейных ускорений. Предложено множество вариантов конструкций таких акселерометров [1]. Наиболее перспективны устройства, представляющие собой немагнитный цилиндрический корпус, внутри которого размещён чувствительный к ускорению элемент - выполненная из постоянных магнитов цилиндрическая инертная масса [2, 3]. Коаксиальный зазор между инертной массой и корпусом заполнен магнитной жидкостью, играющей роль одновременно смазки и подвеса, предотвращающего касание корпуса чувствительным элементом. Ускорение рассчитывается по величине аксиального смещения чувствительного элемента из начального положения. Важным этапом разработки устройств описанного типа является получение информации о коэффициенте γ , определяющем силу трения коаксиального слоя магнитной жидкости о корпус

$$f = 2\gamma m u_0, \quad (1)$$

где m – масса чувствительного элемента со слоем жидкости, u_0 – скорость движения инертной массы.

С целью измерения коэффициента трения была создана экспериментальная установка (рис. 1). В экспериментах наблюдалось установившееся движение $u_0 = \text{const}$ инертной массы под действием силы тяжести. В этой ситуации $f = mg$, где g – ускорение свободного падения, а установившаяся скорость равна измеряемой средней скорости \bar{u}_0 . Искомый коэффициент несложно вычислить из формулы (1) и представить в безразмерном виде, нормировав на $\eta\ell/m$, где η – вязкость магнитной жидкости, ℓ – длина инертной массы.

$$\Gamma = \frac{mg}{2\eta\ell\bar{u}_0} \quad (2)$$

Ранее [4], на основании модельных представлений о течении в коаксиальном зазоре нами была предложена формула для безразмерного коэффициента трения

$$\Gamma = \frac{\pi}{\ln R_2} + \pi \left(\frac{2R_2^2}{R_2^2 - 1} - \frac{1}{\ln R_2} \right) \frac{2R_2^2 \ln R_2 - R_2^2 + 1}{(R_2^2 + 1) \ln R_2 - R_2^2 + 1}, \quad (3)$$

где R_2 – отношение внешнего и внутреннего радиусов зазора. Первое слагаемое $\pi/\ln R_2$ представляет собой ожидаемый коэффициент трения в зазоре, заполненном немагнитной жидкостью.

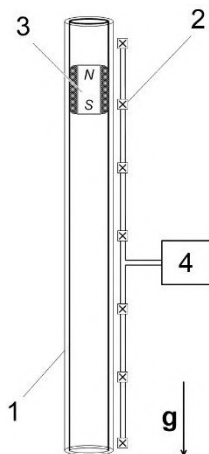


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – стеклянная трубка, 2 – датчики Холла, 3 – инертная масса в слое магнитной жидкости, 4 – АЦП.

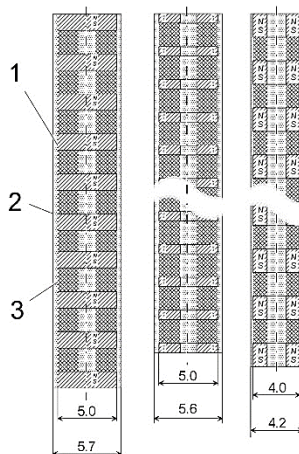


Рис. 2. Конструкции магнитныхборок (инертных масс). 1 – постоянные магниты, 2 – эпоксидная смола, 3 – пластиковые вставки. Размеры в миллиметрах

Для проведения экспериментов использовалась магнитная жидкость типа «магнетит-керосин-олеиновая кислота» с объёмной долей твёрдых частиц 16%. Вязкость жидкости при комнатной температуре составляла 12 сП. В качестве инертных масс применялись сборки из цилиндрических и кольцевых магнитов (рис. 2). Перед началом эксперимента сборка покрывалась магнитной жидкостью и взвешивалась. Затем, инертная масса с магнитной жидкостью опускалась в трубку. Производилось измерение средней скорости прохождения сборки по трубке. После, производилось контрольное взвешивание, и, при необходимости, слой жидкости на поверхности магнитной сборки восстанавливался. Далее, опыт повторялся несколько десятков раз. Пример результатов измерений средней скорости показан на рис. 3. Видно, что движение инертной массы в начале эксперимента неравномерно, что связано с расходом магнитной жидкости на смачивание изначально сухой трубки. После 4 – 6 опытов движение становилось равномерным с отклонением скорости от средней в пределах 10%. Безразмерный коэффициент трения для каждого опыта рассчитывался по формуле (2).

Результаты опытов представлялись в виде набора значений Γ в зависимости от безразмерного радиуса коаксиального зазора R_2 (рис. 4).

Экспериментальные точки укладываются в окрестности модельной кривой, построенной по формуле (3), и достаточно далеко отстоят от кривой, соответствующей коэффициенту трения в немагнитной жидкости. Таким образом, (3) позволяет оценивать коэффициент трения в заполненном магнитной жидкостью коаксиальном зазоре между немагнитной трубкой и магнитной инертной массой, при поступательном движении последней. Полученная информация полезна для проектирования одноосных магнитожидкосных акселерометров.

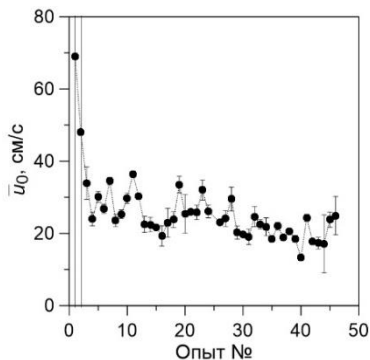


Рис. 3. Средняя скорость движения инертной массы по трубке в зависимости от количества последовательно проведённых опытов. Доверительные интервалы – среднеквадратичное отклонение скорости от среднего значения

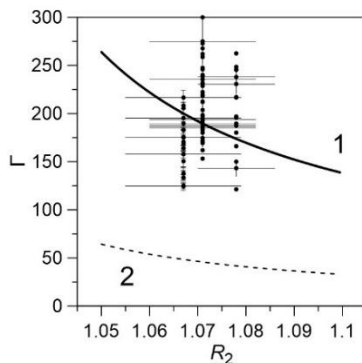


Рис. 4. Безразмерный коэффициент трения в зависимости от отношения радиусов зазора. Точки – эксперимент, 1 – расчёт по формуле (3) для магнитной жидкости, 2 – расчёт для немагнитной жидкости.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-21-00100.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Qian L., Li D. Use of Magnetic Fluid in Accelerometers // J. of Sensors. 2014. No. 375623.
2. Сайкин М.С., Морозова Д.Ю. Магнитожидкостное устройство для определения угла наклона. Пат. РФ № 166054, G01C 9/20, от 24.03.2016, опубли. 10.11.2016, Бюл. № 31.
3. Lagutkina D.Yu., Saikin M.S. The research and development of inclination angle magnetic fluid detector with a movable sensing element based on permanent magnets // JMMM. 2017. Vol. 431. P. 149-151.
4. Иванов А.С., Косков М.А., Сомов С.А. Сила трения коаксиального слоя магнитной жидкости при равномерном поступательном движении стенок / VIII Ставропольская международная конференция по магнитным коллоидам, 10-14 сентября 2023 г., сбор. труд. // Ставрополь: СКФУ, 2023. С. 64-66.

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ ФЕРРОЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ ТЕРМОМАГНИТНЫЙ НАСОС

Косков М.А.¹, Пшеничников А.Ф.²

^{1, 2} «Институт механики сплошных сред Уральского отделения
Российской академии наук» филиал Федерального государственного
бюджетного учреждения науки Пермского федерального исследовательского
центра Уральского отделения Российской академии наук,
Российская Федерация, г. Пермь,

¹ ФГАОУ ВО «Пермский государственный национальный
исследовательский университет»,
Российская Федерация, 614013, г. Пермь, ул. Академика Королева, д. 1
E-mail: koskov.m@icmm.ru¹

Аннотация. Термомагнитный насос – помещённый вблизи источника неоднородного магнитного поля нагретый участок протяжённой конвективной петли, заполненной феррожидкостью. При различных положениях источника магнитного поля экспериментально измерялся расход жидкости через насос. Установлено оптимальное расположение источника поля. Предложено качественное объяснение результатов эксперимента.

Ключевые слова: термомагнитный насос, феррожидкость, конвективная петля, градиентное магнитное поле



КОСКОВ Михаил Андреевич окончил Пермский государственный университет в 2021 году по направлению подготовки магистров «Прикладные математика и физика». В настоящее время продолжает обучение в аспирантуре и является младшим научным сотрудником 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 главным научным сотрудником лаборатории Динамики дисперсных систем ИМСС УрО РАН.

Тепловая конвекция феррожидкостей представляет интерес в связи с существованием двух механизмов, инициирующих конвективное движение. Первый механизм – свойственная всем жидкостям гравитационная конвекция, возникающая под действием сил плавучести в неоднородно нагретой жидкости [1]. Второй – свойственный только феррожидкостям термомагнитный механизм, обусловлен зависимостью их намагниченности M от температуры T [2]. Интенсификации теплообмена за

счёт термомагнитной конвекции посвящены работы [3, 4], направленные на создание систем охлаждения, в которых теплоносителем выступает феррожидкость, а механический насос заменён термомагнитным. Под термомагнитным насосом понимается размещённый в неоднородном магнитном поле сравнительно короткий участок системы, на котором тепло передаётся теплоносителю. Далее, жидкость движется по протяжённому каналу отдавая тепло и не проявляя магнитных свойств.

В настоящей работе экспериментально исследовано влияние взаиморасположения нагреваемого участка и источника неоднородного постоянного магнитного поля на расход феррожидкости типа «магнетит в керосине» через термомагнитный насос. Эксперименты проводились с использованием конвективной петли овальной формы (рис. 1), расположенной в вертикальной плоскости и изготовленной из тонкой трубки круглого сечения. Термомагнитный насос располагался на вертикальном участке петли, принятом за начало координат. Источником магнитного поля служила магнитная система, создающая направленное преимущественно вдоль оси y неоднородное магнитное поле. Вертикальная компонента градиента напряжённости поля изображена на рис. 2.

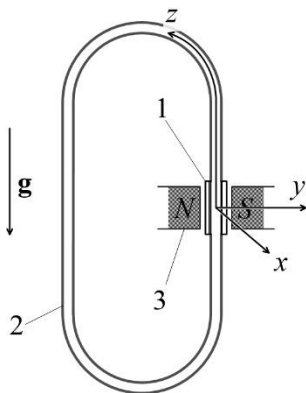


Рис. 1 Схема экспериментальной петли в системе координат.
1, 2 – нагреваемая и охлаждаемая части,
3 – источник магнитного поля

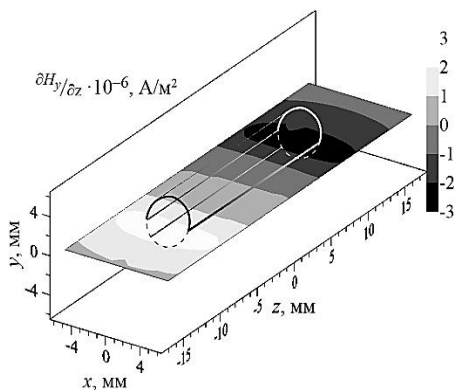


Рис. 2. Вертикальная компонента градиента напряжённости магнитного поля вблизи нагреваемого участка петли, при размещении источника поля в начале координат. Внутренние стенки нагревателя показаны контрастными линиями

Расположение источника поля менялось вдоль оси z в пределах от -10 до $+10$ мм. Для каждого фиксированного положения источника путём анализа температурных измерений поверхности петли (рис. 3) рассчитывался установившийся объёмный расход феррожидкости через

поперечное сечение трубки при различных мощностях нагревателя. Дополнительно, были проведены контрольные опыты без магнитного поля, в которых движение жидкости возникало за счет только гравитационной конвекции.

Эксперименты показали, что при смещении магнитной системы вверх (рис. 1) термомагнитный насос противодействует гравитационной конвекции. Расход жидкости оказывается малым, что не представляет интереса. При смещении источника поля вниз, в сторону отрицательных z , напротив, наблюдается согласованное направление термомагнитной и гравитационной конвекции и увеличение объёмного расхода. Некоторые результаты таких опытов представлены на рис. 4. Из рисунка очевидно, что наибольший прирост объёмного расхода в сравнении с контрольными измерениями наблюдается при размещении источника магнитного поля в начале координат.

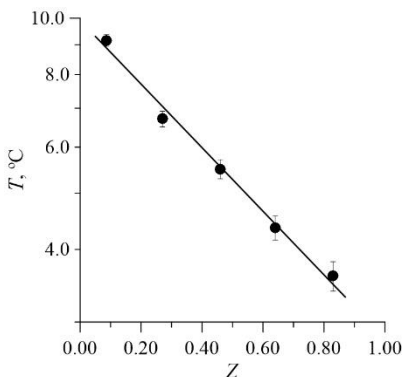


Рис. 3. Установившаяся температура вдоль поверхности охлаждаемой части конвективной петли. Точки – эксперимент, линия – аппроксимация экспонентой. Масштаб полулогарифмический, продольная координата безразмерна. Объёмный расход жидкости обратно пропорционален тангенсу наклона температурного профиля

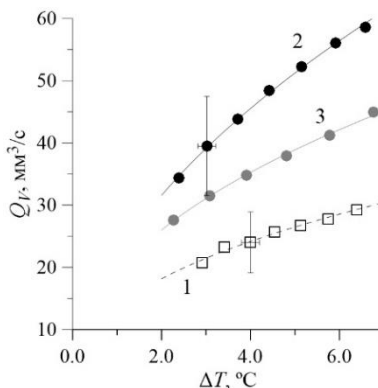


Рис. 4. Объёмный расход феррожидкости через термомагнитный насос в зависимости от перепада температуры на нагревателе. 1 – без магнитного поля, 2 – при расположении источника магнитного поля в начале координат, 3 – при расположении источника на 10 мм ниже начала координат

Качественное объяснение полученных результатов следует из формулы для некомпенсированной гидростатическим давлением объёмной силы, действующей на феррожидкость со стороны магнитного поля [5]

$$\mathbf{f} = -\mu_0 K T' \nabla H ,$$

где μ_0 – магнитная постоянная, T' – температурное возмущение жидкости, $K = -\partial M / \partial T$ – пиромангнитный коэффициент, H – модуль напряжённости магнитного поля. Сила будет наибольшей, если наиболее неоднородное магнитное поле будет приложено к области, где температурное возмущение максимально. В термомагнитном насосе T' достигает максимума в верхней части нагревателя. При размещении магнитной системы в начале координат (рис. 2) наибольший, по модулю, градиент магнитного поля накладывается на верхнюю часть нагревателя. Отрицательное значение градиента, обеспечивает согласованное направление действия магнитной силы и сил плавучести, что, в конечном итоге, приводит к максимальному объёмному расходу феррожидкости.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Российской академии наук (рег. №: АААА-А20-120020690030-5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lienhard J.H. Heat Transfer Textbook // Cambridge MA, USA: Phlogiston Press, 2019.
2. Шлиомис М.И. Магнитные жидкости // УФН. 1974. Т. 122, № 2. – С. 427-458.
3. Lian W., Xuan Y., Li Q. Design method of automatic energy transport devices based on the thermomagnetic effect of magnetic fluids // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52. – P. 5451-5458.
4. A novel magnetic cooling device for long distance heat transfer / M. S. Pattanaik [et al.] // Applied Thermal Engineering. 2022. Vol. 201, no 117777.
5. Берковский Б.М., Медведев В.Ф., Краков М.С. Магнитные жидкости // М.: Химия, 1989.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕРМОЛИНЗОВЫЙ ЭФФЕКТ В НАНОМАГНИТНЫХ КОЛЛОИДАХ

Мкртчян В.Д. ¹, Диканский Ю.И.

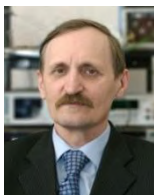
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Северо-Кавказский федеральный университет»
Российская Федерация, 355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, д. 1,
E-mail: mkrтчyan.victorya@yandex.ru¹

Аннотация. Исследован термолинзовый эффект, наблюдавшийся в магнитном коллоиде при прохождении через его слой лазерного луча. Сделан вывод, что обнаруженные особенности эффекта связаны не только с тепловым расширением жидкости, но и с возникающими конвективными потоками. Показана возможность регулирования эффекта с помощью дополнительного воздействия постоянным магнитным полем.

Ключевые слова: термолинза, луч лазера, термоотклик.



МКРТЧЯН Виктория Дмитриевна в 2024 г. окончила аспирантуру по направлению «Физика и астрономия» Северо-Кавказского федерального университета. В настоящее время является ассистентом кафедры экспериментальной физики физико-технического факультета Северо-Кавказского федерального университета.



ДИКАНСКИЙ Юрий Иванович в 1973 г. окончил Ставропольский государственный педагогический институт. В 1984 г. защитил кандидатскую диссертацию. В 1999 г. защитил докторскую диссертацию. В 2003 г. присвоено звание профессора. В настоящее время является профессором кафедры экспериментальной физики физико-технического факультета Северо-Кавказского федерального университета.

При распространении пучка света через различные среды вследствие неоднородного нагрева и явления теплопроводности образуется осесимметричное распределение показателя преломления. Вследствие этого наблюдается явление расфокусировки лазерного луча, получившее название эффекта тепловой линзы. Эффект тепловой линзы широко используется в термооптической спектрометрии, в оптической диагностике материалов [1-3]. В жидких двухкомпонентных средах термолинзовый отклик имеет свои особенности, поскольку кроме обычного теплового отклика, связанного с тепловым расширением среды, здесь могут возникать концентрационные потоки, обусловленные явлением термодиффузии (эффекта Соре) [3-6]. При этом перераспределение концен-

трации компонент в неоднородном световом поле приводит к соответствующему изменению показателя преломления (и поглощения) среды. Следует отметить, что, несмотря на достаточную изученность данного эффекта в различных жидких средах, он остается неисследованным в магнитных жидкостях, в которых его управление возможно с помощью дополнительного воздействия магнитным полем.

Целью данной работы является изучение термолинзового эффекта в магнитной коллоидной наносистеме и влияние магнитного поля на термоотклик. Для изучения эффекта использовался образец магнитной жидкости, представляющий собой дисперсию наночастиц магнетита на основе керосина с объемной концентрацией $\theta = 0,02\%$. Для исследования было использовано два лазера, отличающиеся мощностью излучения (LASOS и Laser 301). Длина волны первого лазера составляла 633 нм, мощность 15 мВт, второго - 532 нм и 500 мВт соответственно. Луч лазера 1 пропускался через плоскую кювету 2 толщиной 4 мм с магнитной жидкостью перпендикулярно ее стенке и попадал на экран 3 где формировалось светлое пятно, форма которого фиксировалась с помощью видеокамеры. Для создания магнитного поля использовался электромагнит 4 с полюсными наконечниками 5, в которых были сделаны отверстия для прохождения лазерного луча (рис 1). Такая намагничивающая система позволяла получить стационарное однородное магнитное поле в области расположения образца, направленное вдоль линии распространения лазерного луча. В случае необходимости перпендикулярного направления магнитного поля относительно луча лазера, изменялось положение кюветы между полюсами так, что поле оказывалось направленным вдоль плоскости кюветы, а луч лазера направлялся между полюсов перпендикулярно ей.

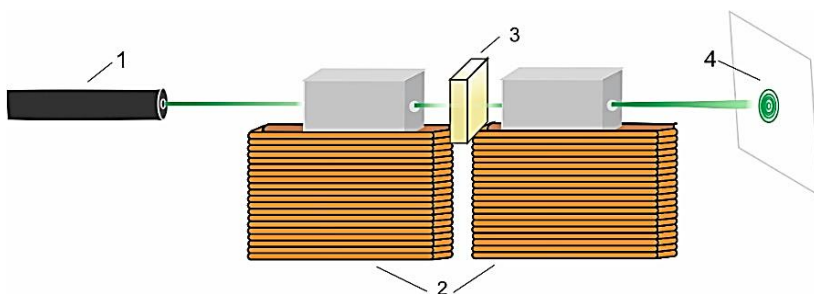


Рис 1. Схема экспериментальной установки:

1 – лазер, 2 – катушки с сердечником, 3 – кювета с образцом, 4 – экран

При прохождении лазерного луча малой мощности через кювету со слоем магнитной жидкости на экране наблюдается светлое пятно, визуально слабо отличимое от точки (рис. 2). В этом случае существенного изменения размера или формы пятна с течением времени не наблюдалось.



Рис. 2. Картина, полученная при прохождении луча малой мощности через слой магнитной жидкости

При использовании более мощного лазера первоначально наблюдается круглое светлое пятно, состоящее из слабо различимых круговых полос (рис. 3а). Однако после некоторого времени ($\sim 0,5$ секунд) круговая симметрия картины нарушается, и верхняя часть начинает темнеть и окончательно исчезает, так что первоначально круглое пятно оказывается срезанным в верхней части. Эволюция изменения формы термоотклика проиллюстрирована на рис. 3.

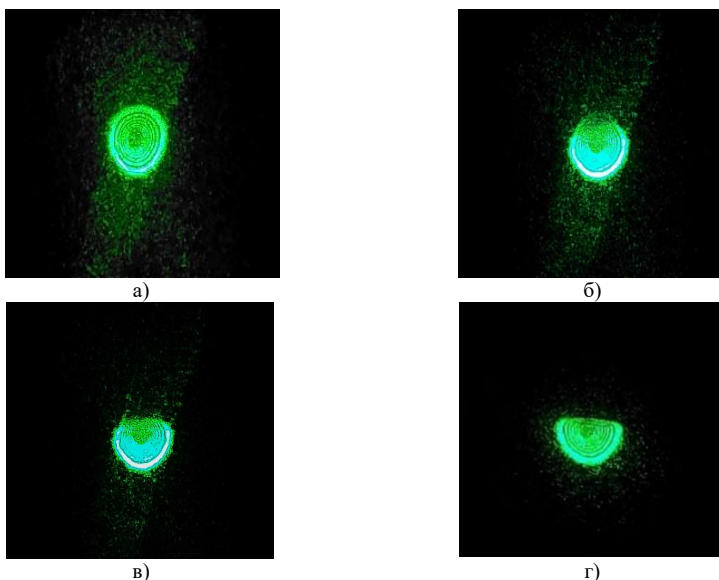


Рис. 3. Картина, полученная при прохождении луча мощностью 500 мВт сквозь слой магнитной жидкости: а) в момент включения лазера, $t = 0$ с; б) через $t = 0,1$ с; в) через $t = 0,23$ с; г) через $t = 0,4$ с

Для анализа эволюции величины деформации среза термоотклика была построена зависимость относительной величины вертикального размера дифракционного кольца от времени (рис. 4).

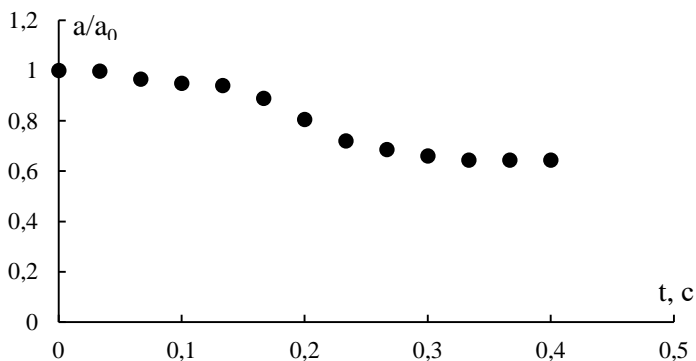


Рис. 4. Зависимость относительной величины вертикального размера дифракционного пятна от времени.

Как видно из графика зависимость носит убывающий характер, после $t = 0,1$ с картина видоизменяется быстрее, а после $t = 0,33$ с дифракционная картина становится статичной. Можно предположить, что такое изменение формы термоотклика связано с неоднородным нагревом областей жидкости вокруг лазерного луча вследствие восходящих конвективных потоков. Так как в результате нагрева происходит изменение показателя преломления среды, то вокруг лазерного луча создается градиент показателя преломления dn/dT . При этом восходящие потоки нарушают его осевую симметрию, с чем и связано затемнение верхней половины светлого пятна на экране.

Оказалось, что размер дифракционного пятна зависит от величины внешнего магнитного поля. Для детализации этой зависимости была исследована величина относительно радиуса дифракционного кольца в горизонтальном направлении после стабилизации картины. Выяснено, что при увеличении магнитного поля, радиус дифракционного пятна уменьшается, при этом его уменьшение больше в случае направления магнитного поля вдоль лазерного луча (рис. 5).

Таким образом, в настоящей работе при использовании лазерного излучения достаточной мощности исследован термолинзовый эффект в магнитной жидкости. Показана возможность его регулирования с помощью дополнительного воздействия постоянным магнитным полем.

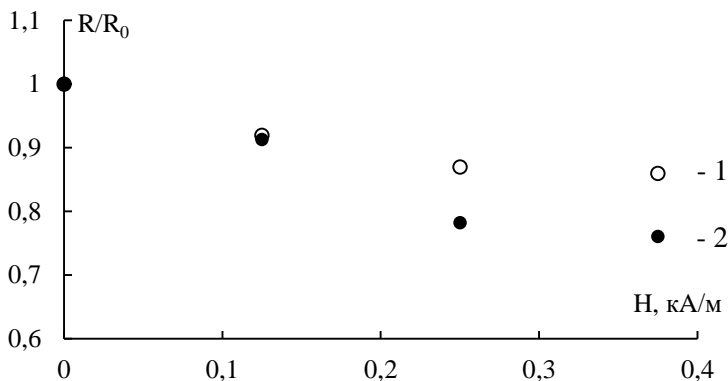


Рис. 5. Зависимость величины относительного радиуса внешнего светлого кольца термоотклика от величины магнитного поля:
 1 – магнитное поле направлено перпендикулярно линии распространения лазерного луча, 2 – магнитное поле направлено вдоль линии распространения лазерного луча

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № FSRN - 2023-0006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Там Э.Э. Сверхчувствительная лазерная спектроскопия / Э.Э. Там, Р.Р. Бердж, Х.Л. Фанг и др. / под ред. Д. Клайджера. М.: Мир, 1986. 520 с.
2. Гришко В.И. Лазерная аналитическая термооптическая спектрометрия / В.И. Гришко, В.П. Гришко, И.Г. Юделевич. – Новосибирск: ИНХ СО РАН, 1992. 322 с.
3. Иванов В.И. Термолинзовая спектроскопия двухкомпонентных жидкофазных сред / В.И. Иванов, Г.Д. Иванова, В.К. Хе // Вестник Тихоокеанского государственного университета. 2011. № 4. С. 39-44.
4. Доронин И.С. Термодиффузия наночастиц в жидкости / И.С. Доронин, Г.Д. Иванова, А.А. Кузин, К. Н. Окишев // Фундаментальные исследования. 2014. 6. С. 238-242
5. Cabrera H. A thermal lens model including the Soret effect / H. Cabrera, E. Sira, K. Rahn, M. Garcia-Sucre // Applied physics letters. 2009. V. 94. I. 5. P. 051103-1-051103-3
6. Иванов В.И. Влияние термодиффузии на термолинзовый отклик жидкофазной дисперсной среды / В.И. Иванов, Г.Д. Иванова, В.К. Хе // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов: межвуз. сб. науч. тр. / под общей редакцией В.М. Самсонова, Н.Ю. Слобнякова. Тверь: Твер. гос. ун-т, 2013. Вып. 5. С. 112-115

ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ МАГНИТНОЙ НАНОЖИДКОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Сергеев М.Н.

Рыбинский государственный авиационный технический университет
имени П.А. Соловьева
Российская Федерация, г. Рыбинск, ул. Пушкина д.53
E-mail: mihail_sergeev@mail.ru

Аннотация. В работе рассматривается магнитная наножидкость, полученная методом химического осаждения. Проведены измерения поверхностного натяжения полученной суспензии. Рассмотрено поведение суспензии в магнитном поле на микроуровне. Показано, что конгломераты наночастиц в магнитном поле вытягиваются вдоль поля.

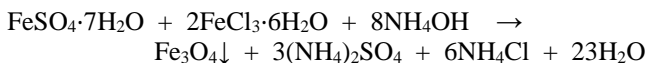
Ключевые слова: магнитная наножидкость, магнитное поле, поверхностное натяжение, магнитная микрожидкость.



СЕРГЕЕВ Михаил Николаевич окончил Ярославский государственный университет в 1991 году по кафедре «Теоретическая физика». В 2003 году защитил диссертацию (к.т.н.) «Исследование газодинамических возмущений закрученного потока с целью уточнения физико-математической модели течения в вихревых устройствах». В настоящее время работает доцентом в РГАТУ имени П.А. Соловьева на кафедре общей и технической физики.

Многие исследователи рассматривают магнитные наножидкости как перспективный теплоноситель для обеспечения теплообменных процессов в технических устройствах [1]. Для получения магнитных наножидкостей можно использовать различные технологии. Одной из наиболее популярных является технология базирующаяся на методе химического осаждения [2].

В данной работе использовался именно этот способ получения магнитной наножидкости. Он включает в себя: осаждение высокодисперсного магнетита из водных растворов солей двух- и трехвалентного железа при избытке двухвалентного железа раствором аммиака, промывку осадка водой, стабилизацию магнетита при нагревании с поверхностно-активным веществом, в качестве которого используют олеиновую кислоту. Соответствующая реакция имеет вид



Полученная суспензия была рассмотрена под микроскопом. На рис. 1 показана фотография полученной суспензии.

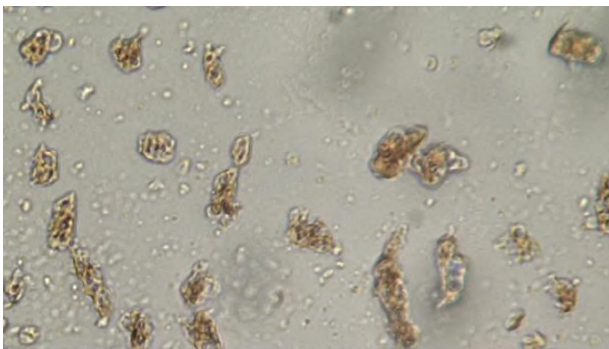


Рис. 1. Фотография микрочастиц суспензии

При внесении данной магнитной наножиidкости в магнитное поле происходила деформация конгломератов наночастиц. Они вытягивались вдоль поля так, что продольный размер увеличивался в несколько раз при индукции порядка миллитесла (рис. 2). Размеры самих частиц соответствуют десяткам микрон. Учитывая, что размеры наночастиц Fe_3O_4 находятся в пределах от 15 до 25 нм, данная жидкость может быть названа скорее магнитной микрожидкостью.

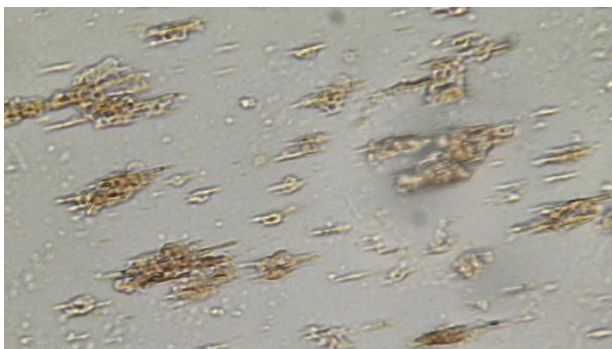


Рис. 2. Фотография микрочастиц суспензии в магнитном поле

Можно сказать, что поведение магнитных частиц жидкости аналогично поведению молекул в диэлектрике.

Далее было измерено поверхностное натяжение полученной среды. Для этого использовался метод отрыва кольца.

В ходе эксперимента изменялась концентрация магнетита. Результаты измерений представлены на рис. 3.

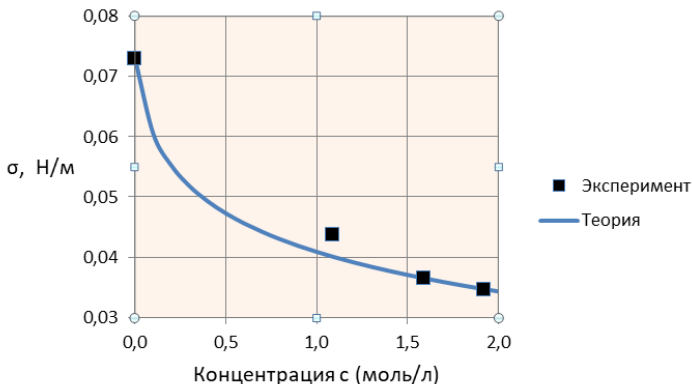


Рис.3. Зависимость поверхностного натяжения от концентрации магнетита

Полученная зависимость хорошо описывается формулой Шишковского

$$\sigma = \sigma_0 - b \cdot \ln(1 + a \cdot c)$$

с коэффициентами $b=0,00974$ Н/м, $a=26,03$ моль/л.

По работе можно сделать следующие выводы:

1. Поверхностное натяжение магнитной наножидкости соответствует натяжению ПАВ.
2. Микрочастицы магнитной жидкости объединяются в упругие конгломераты.
3. Данные конгломераты под действием магнитного поля вытягиваются вдоль поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. Valiallah Mousavi, M. Barzegar Gerdroodbary, Mohsen Sheikholeslami and D.D. Ganji The influence of a magnetic field on the heat transfer of a magnetic nanofluid in a sinusoidal channel Eur. Phys. J. Plus (2016) 131: 347 <https://doi.org/10.1140/epjp/i2016-16347-4>
2. Патент № 2709870 С1 Российская Федерация, МПК C01G 49/08, H01F 1/44. Способ получения магнитной жидкости : № 2019115430 : заявл. 20.05.2019 : опубл. 23.12.2019 / В.С. Евдокимов, С.И. Евдокимов, Н.С. Евдокимова ; заявитель Общество с ограниченной ответственностью "Горно-Металлургический Бизнес". – EDN YIWS PQ.

ТЕПЛОВАЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПЕРКОЛЯЦИЯ В КОМПОЗИЦИОННЫХ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДАХ

Закинян А.Р.¹, Месяцева Л.С.

ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет»,
Российская Федерация, 355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, д. 1,
E-mail: zakinyan.a.r@mail.ru¹

Аннотация. Обнаружен эффект тепловой и электрической перколяции в композите магнитной жидкости при изменении содержания проводящих микрочастиц в слабопроводящей среде. Эффект перколяции возникает также в результате перестройки микроструктуры материала и образования проводящих мостов под действием магнитного поля. Относительное увеличение теплопроводности может превышать 600 %, а электропроводности 10^5 % под действием магнитного поля и достигается в полях напряженностью <10 кА/м при объемной концентрации проводящих микрочастиц до 0,25.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитное поле, перколяция.



ЗАКИНЯН Артур Робертович в 2010 г. защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук. В 2020 г. защитил диссертацию на соискание степени доктора физико-математических наук. Опубликовано более 140 научных работ. В их числе более 40 статей в рейтинговых международных научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus, более 20 статей в отечественных журналах из перечня ВАК. Является автором 2 патентов на изобретение, имеет 6 свидетельств о гос. регистрации программ для ЭВМ. Опубликовано 3 монографии, 7 учебно-методических пособий.

Магнитные жидкости на слабопроводящей основе с немагнитными высокопроводящими частицами (графита и металлов) ранее исследовались в ряде работ в качестве материалов с управляемыми магнитным полем свойствами [1–3]. Однако эффектов концентрационной перколяции и перколяции, вызванной действием магнитного поля, в данных исследованиях не наблюдалось. В некоторых исследованиях и вовсе демонстрируется отсутствие влияния магнитного поля на теплопроводность такого композита, а электрическая проводимость меняется крайне слабо (порядка 10%) [4]. В отличие от данных исследований в настоящей работе обнаружен эффект перколяции в явлениях переноса заряда и тепла в композиционных магнитных коллоидах, сопровождающийся значительным (на несколько порядков) изменением макроскопических свойств среды.

Были изучены композиционные магнитные коллоиды, представляющие собой дисперсию проводящих микрочастиц различных материалов

(графит, алюминий) в магнитном коллоиде на низкопроводящей основе (керосин).

Влияние магнитного поля на теплопроводность композита магнитной жидкости иллюстрирует рис. 1, на котором представлены концентрационные зависимости теплопроводности, измеренные при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля, направленного параллельно тепловому потоку. Как видно, при концентрации проводящих микрочастиц ниже порога перколяции ($\phi < \phi_c$) магнитное поле мало влияет на величину теплопроводности; при $\phi > \phi_c$ влияние магнитного поля гораздо более выражено. Сплошные линии на рис. 1 соответствуют аппроксимации экспериментальных данных зависимостью вида $\lambda = b_1 + b_2(\phi - \phi_c)^{b_3}$. Таким образом, оптимальный с точки зрения метода наименьших квадратов выбор значений коэффициента b_1 оказывается зависящим от магнитного поля. На вставке (а) рис. 1 показана зависимость коэффициента b_2 от напряженности магнитного поля; на вставке (б) показана зависимость критического показателя b_3 от напряженности магнитного поля. Отметим, что существенного изменения теплопроводности под действием магнитного поля, направленного перпендикулярно тепловому потоку в образце, не обнаружено (изменение имело порядок 10%).

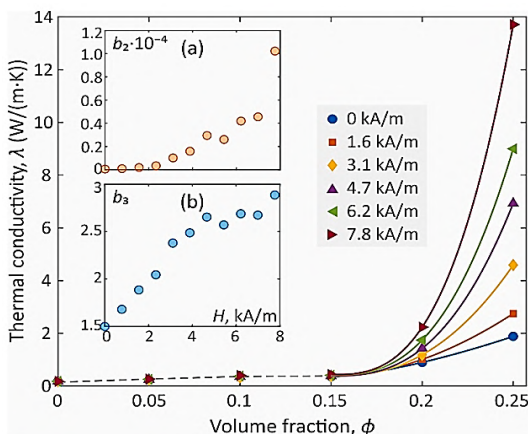


Рис. 1. Зависимость теплопроводности композита магнитной жидкости от объемной доли проводящих микрочастиц при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля. Точки – экспериментальные данные; сплошные линии – аппроксимация по перколяционной формуле. Вставка: (а) зависимость коэффициента b_2 аппроксимационной формулы от напряженности магнитного поля; (б) зависимость критического показателя b_3 степенного закона аппроксимации от напряженности магнитного поля.

Влияние магнитного поля на электропроводность композита магнитной жидкости иллюстрирует рис. 2, на котором представлены зависимости удельной электропроводности от величины напряженности магнитного поля, измеренные при различных значениях объемной концентрации проводящих микрочастиц. Как видно из рисунка, при некоторой пороговой величине магнитного поля наблюдается резкий (на несколько порядков) рост проводимости, связанный с образованием в системе проводящих мостов, приводящих к эффекту перколяции.

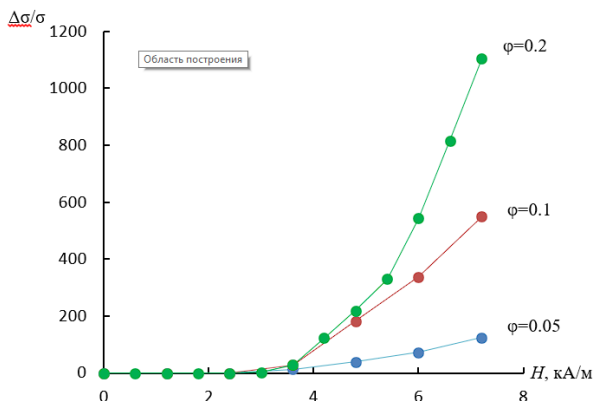


Рис. 2. Зависимость относительного изменения удельной электропроводности композита магнитной жидкости от напряженности магнитного поля при различных величинах объемной концентрации проводящих микрочастиц

Таким образом, в настоящей работе был обнаружен и исследован регулируемый магнитным полем эффект тепловой и электрической перколяции в суспензии немагнитных проводящих микрочастиц в магнитной жидкости на низкопроводящей основе. Данное явление представляет фундаментальный и прикладной интерес с точки зрения создания материалов с новыми свойствами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Raj K., Borduz L., Gowda H.L. Electrically conductive ferrofluid compositions and method of preparing and using same. US Patent 4604229. 1985.
2. Kashevskii B.E., Kordonskii V.I., Prokhorov I.V. // Magnetohydrodynamics 1988. Vol. 24, No. 3. P. 368-372.
3. Ido Y., Iwamoto Y., Kondoh S. // J. Magn. Magn. Mater. 2020. Vol. 508. P. 166864.
4. Диканский Ю.И., Верега Ж.Г., Смерек Ю.Л., Аксенов А.В. // Нанотехника. 2009. № 2 (18). С. 20-24.

ПАДЕНИЕ И РАСПАД КОНЕЧНЫХ ОБЪЕМОВ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ЯЧЕЙКЕ ХЕЛЕ-ШОУ В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Чернышов А.В., Закинян А.Р.,

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Северо-Кавказский федеральный университет»,
Российская Федерация, 355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1,
E-mail: andreyrwm@gmail.com,

Аннотация. Исследовано влияние однородного стационарного поля на динамику движения капель магнитной жидкости в окружающей жидкости внутри ячейки Хеле-Шоу. Выявлены закономерности влияния ориентации внешнего магнитного поля на характер движения капли и количество распадов.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитное поле, движение капли, ячейка Хеле-Шоу.



ЧЕРНЫШОВ Андрей Владимирович, в 2022 г. закончил магистратуру по направлению «Физика» Северо-Кавказского федерального университета. В настоящее время аспирант 3 года обучения.



ЗАКИНЯН Артур Робертович, в 2020 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. В настоящее время заведующий кафедрой физики теоретической и математической физики Северо-Кавказского федерального университета

Динамика капель, движущихся в ограниченной среде, охватывает широкий спектр приложений. Эти приложения варьируются от крупных промышленных задач, таких как повышение нефтеотдачи, до коммерческой струйной печати и использования капель в микрофлюидике [1, 2]. Особенно актуален вопрос смешиваемости вытесняющей жидкости с окружающей жидкостью при интенсификации добычи нефти, так как смешивающиеся вытеснения оказываются более эффективными, чем несмешивающиеся.

Была проведена серия экспериментов для исследования поведения падающих капель ферромагнитной жидкости в жидкой немагнитной среде под воздействием внешнего однородного магнитного поля. Постоянное однородное магнитное поле создавалось системой катушек Гельмгольца. Ячейка Хеле-Шоу была изготовлена из двух стекол, располо-

женных на расстоянии 0.1 мм друг от друга. Ячейку наполняли керосином, который являлся дисперсионной средой магнитной жидкости. В горизонтально расположенную ячейку вкапывался небольшой объем магнитной жидкости. После чего ячейку переворачивали в вертикальное положение с одновременным включением источника тока, питающего намагничивающую систему. Наблюдение за падением капли производилось при помощи высокоскоростной камеры.

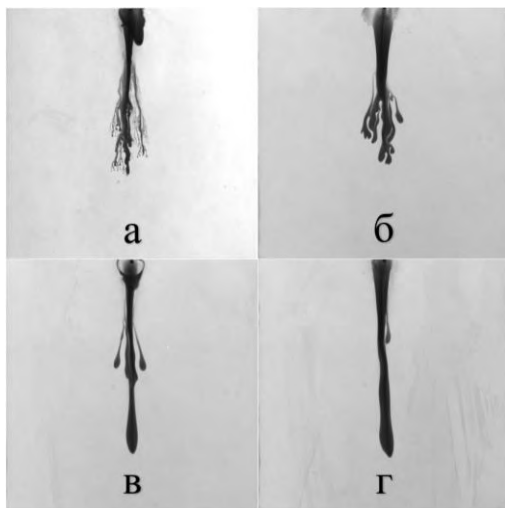


Рис. 1. Динамика распадов при падении капли магнитной жидкости:
а) без внешнего магнитного поля, б) в магнитном поле напряженностью 6 кА/м,
в) в магнитном поле напряженностью 14 кА/м,
г) в магнитном поле напряженностью 18 кА/м

Было выявлено, что при падении капли магнитной жидкости в керосине без действия внешнего магнитного поля капля распадается каскадно с образованием множества более мелких капель (рис.1 а), из-за межфазного натяжения на границе капли с внешней средой. В вертикальном магнитном поле до 10 кА/м количество распадов уменьшается (рис.1 б), за счет увеличения диффузионного фронта отдельных капель. В полях, напряженность больше 10 кА/м капля движется почти единым целым, вытягиваясь вдоль направления магнитного поля (рис. 1 в, г).

В горизонтальном магнитном поле, направленном вдоль плоскости ячейки капля двигалась единым объемом без распадов (рис. 2), постепенно расширяясь в горизонтальном направлении за счет диффузии в окружающую среду.

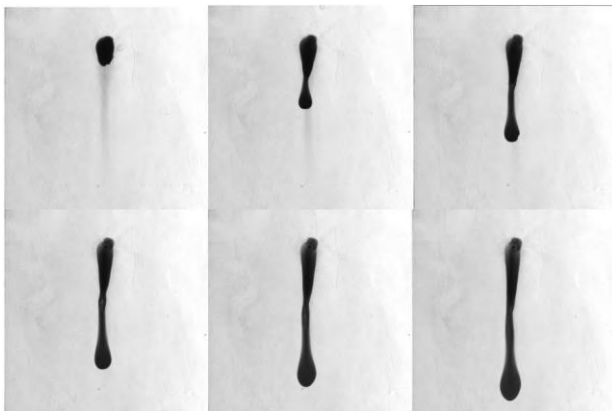


Рис. 2. Динамика падения капли магнитной жидкости в горизонтальном поле напряженностью 4,5 кА/м, последовательные кадры через равные промежутки времени 3 секунды

В результате эксперимента были выяснен характер движения и распадов капли магнитной жидкости, выявлено, что внешнее магнитное поле уменьшает количество распадов. В вертикальном поле меньше 10 кА/м наблюдается фрагментация капли, за счет возникновения неустойчивости на границе в начальный момент времени. В полях больших 10 кА/м магнитное поле собирает каплю воедино, даже после фрагментации небольших объемов, заставляя каплю двигаться единым целым вдоль направления поля. В горизонтальной конфигурации распадов не наблюдается, в малых полях неустойчивость на границе сглаживается полем, а в больших полях каплю растягивает перпендикулярно ее движению, что ускоряет процесс диффузии магнитной жидкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Garcimartín, H. L. Mancini, C. Pérez-García. 2D Dynamics of a Drop Falling in a Miscible Fluid // *Europhysics Letters*. 1992. Vol. 19. Num. 3. p. 171.
2. Clément Toupoint, Sylvain Joubaud, Bruce R. Sutherland. Fall and break-up of viscous miscible drops in a Hele-Shaw cell // *Phys. Rev. Fluids*. 2021. Vol. 6, Iss. 10.

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТРАЕКТОРИЮ ВСПЛЫВАЮЩИХ ПУЗЫРЕЙ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Рекс А.Г.

Белорусский национальный технический университет,
Республика Беларусь, 220013, г. Минск, просп. Независимости 65,
E-mail: agreks@tut.by

Аннотация. В работе приведены результаты экспериментальных исследований влияния горизонтально неоднородного магнитного поля на траекторию всплывающих пузырей в магнитной жидкости. Представлены зависимости горизонтального отклонения вертикально всплывающих пузырей от градиента магнитного поля.

Ключевые слова: магнитная жидкость, пузырь в магнитной жидкости, всплывание пузыря.



РЕКС Александр Георгиевич окончил Белорусский государственный университет в 1974 г. В 2007 г. защитил диссертацию на соискание степени д.ф.-м.н. по теме «Механика магнитоуправляемых магнитожидкостных систем со свободной поверхностью». В настоящее время является профессором кафедры БНТУ. Имеет более 300 научных публикаций.

В представленной работе приведены результаты экспериментальных исследований влияния горизонтально неоднородного магнитного поля на траекторию всплывающих пузырей в магнитной жидкости.

Интерес к данной задаче проявляется при создании технологий магнитоуправляемого теплообмена в газожидкостных системах на основе магнитных жидкостей.

В технике для эффективной интенсификации переноса тепла широко используются потоки всплывающих пузырей [1]. Поток всплывающих пузырей обеспечивает интенсивное перемешивание охлаждающей жидкости около теплоотдающей поверхности, что позволяет интенсифицировать в десятки раз процесс теплоотдачи охлаждаемых тел [2].

Использование магнитных жидкостей в теплообменных технологиях позволяет реализовать механизмы магнитоуправляемого теплообмена благодаря их высокой чувствительности к внешним магнитным полям [3-4]. Воздействие магнитных полей на условия образования пузырей при кипении магнитных жидкостей и динамику их движения позволяет оказать влияние на теплообменные процессы, а также на закалочное охлаждение стальных изделий [5-6].

Воздействие магнитных полей на пузырьковые системы в магнитной жидкости представляет также интерес для развития микрофлюидики [7].

При охлаждении нагретых тел в жидкости с потоком пузырей их теплоотдача определяется интенсивностью перемешивания этой жидкости вблизи теплоотдающей поверхности, которая зависит от того, на каком расстоянии происходит движение пузырей относительно этой поверхности.

Механизм воздействия магнитного поля на поведение пузырей в магнитных жидкостях основан на создании неоднородным магнитным полем соответствующего распределения давления вокруг пузыря в жидкости, которое оказывает влияние на направление его движения и, соответственно, на его траекторию.

В магнитной жидкости распределение давления наряду с гравитационной силой создается и объемной магнитной силой $\mu_0 M \text{grad} H$. Величина этой силы зависит от напряженности и градиента магнитного поля, а также и от намагниченности магнитной жидкости. Естественно, величина силы больше в области с более высокой напряженностью поля, поэтому в этой области жидкости создается повышенное давление. Если в магнитной жидкости находится газовый пузырь, то он будет выталкиваться в область более слабого поля, где давление меньше.

Таким образом, при формировании в магнитной жидкости магнитным полем необходимого заданного распределения давления можно создать заданное положение пузыря либо траекторию его движения. Направление движения пузыря будет зависеть от характеристик этого поля.

Оценка величины объемной магнитной силы показывает, что она может превышать силу тяжести более, чем в сто раз. Поэтому неоднородным магнитным полем в объеме магнитной жидкости можно легко реализовать неподвижно подвешенный пузырь, или создать его направленное движение даже вниз, что нереализуемо для обычных жидкостей.

Для поставленной в данной работе задачи представляет интерес создание смещения в горизонтальном направлении всплывающих вертикально пузырей в магнитной жидкости.

Постановка задачи иллюстрируется рисунком 1. Рассматривается поток пузырей воздуха, всплывающий в большом объеме магнитной жидкости. В отсутствие магнитного поля поток пузырей всплывает вертикально вверх. При воздействии на поток источника локально неоднородного магнитного поля (постоянного магнита) с градиентом в горизонтальном направлении $\text{grad} H$ изменяется траектория его движения – происходит горизонтальное отклонение потока от вертикального направления на расстояние l .

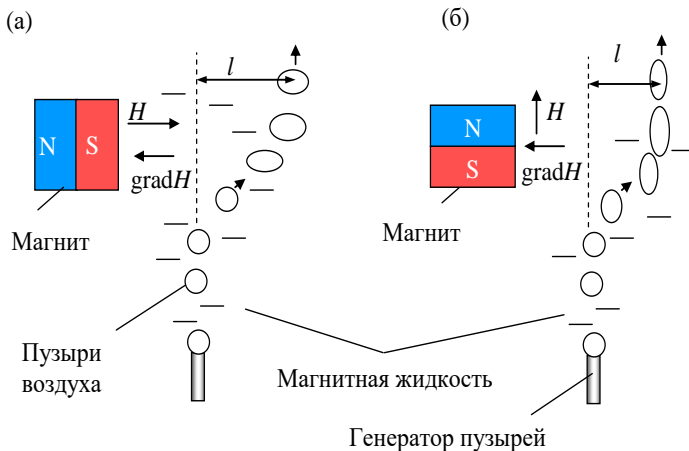


Рис. 1. Геометрия задачи

Поскольку градиент поля направлен к магниту, то поток пузырей вытесняется в область более слабого поля, т.е. отдаляется от магнита.

Горизонтальное направление напряженности магнитного поля в области всплывающих пузырей (рис. 1а) либо вертикальное (рис. 1б) задавались соответствующим расположением магнитной системы.

В экспериментальных исследованиях для создания локально неоднородного магнитного поля выбрана комбинация из трех постоянных прямоугольных феррит-бариевых магнитов с максимальной напряженностью на плоской поверхности 115 кА/м и градиентом 50000 кА/м².

Использовалась магнитная жидкость ММТ-32 на основе трансформаторного масла с магнетитовыми наночастицами, ее физические свойства:

- плотность 1292 кг/м³;
- магнитная концентрация частиц 6,5 %;
- намагнитченность насыщения 31,8 кА/м;
- динамический коэффициент вязкости 0,0542 Па·с.

Исследования выполнялись в большом объеме магнитной жидкости высотой 160 мм и диаметром 95 мм.

При выполнении исследований магнитная система устанавливалась на высоте на 20 мм выше относительно отверстия генератора пузырей, чтобы исключить влияние поля на условия отрыва и размер формирующей

щихся пузырей [10]. Генерация потока пузырей осуществлялась микрокомпрессором. Исследования выполнялись при различных расходах воздуха.

Для задания требуемых значений напряженности поля и его градиента магнитная система перемещалась в горизонтальном направлении с помощью микрометрической системы.

Для определения величины отклонения потока пузырей от первоначального вертикального направления производилась фоторегистрация всплывших на поверхность магнитной жидкости пузырей с последующей обработкой данных на компьютере. Для уменьшения погрешности исследования производились многократно.

Экспериментально установлено значительное влияние неоднородного магнитного поля на траекторию вертикально всплывающего потока пузырей в магнитной жидкости – происходит горизонтальное отклонение потока в область более слабого магнитного поля. Величина горизонтального отклонения l зависит не только от градиента напряженности, но и от направления напряженности магнитного поля.

Результаты исследований показаны на рис. 2.

Пузырь в магнитной жидкости деформируется вдоль направления напряженности магнитного поля (принимает эллипсоподобную форму с осью симметрии вдоль поля) [3-4, 8], что может оказать влияние на характеристики его движения из-за изменения условий обтекания и гидродинамического сопротивления [9].

При расположении магнита, как показано на рис. 1 (а) магнитное поле формируется в области движущихся пузырей плоской лицевой поверхностью магнита и его направление горизонтальное. Пузыри деформируются вдоль горизонтального направления, их форма становится более удобообтекаемой для горизонтального перемещения. Из-за уменьшения гидравлического сопротивления в этом направлении возможно значительное изменение траектории движения (рис. 2а).

При формировании неоднородного магнитного поля боковой поверхностью магнита (рис. 1б) в области всплывающих пузырей направление поля вертикальное. Происходит вертикальная деформация пузырей, в результате увеличивается гидравлическое сопротивление для горизонтального перемещения, что способствует уменьшению смещения пузыря относительно начальной вертикальной траектории (рис. 2б).

Сравнение данных на рис. 2а и 2б свидетельствует, что воздействие на поток пузырей с горизонтальным направлением напряженности приводит к более сильному отклонению потока, чем в поле с вертикальным направлением.

Более значительное изменение траектории пузырей наблюдается при увеличении расхода воздуха, что обусловлено увеличением количества расталивающихся друг от друга пузырей. В магнитной жидкости немагнитные пузыри в магнитном поле приобретают свойства однонаправленных и взаимодействующих магнитных антидиполей.

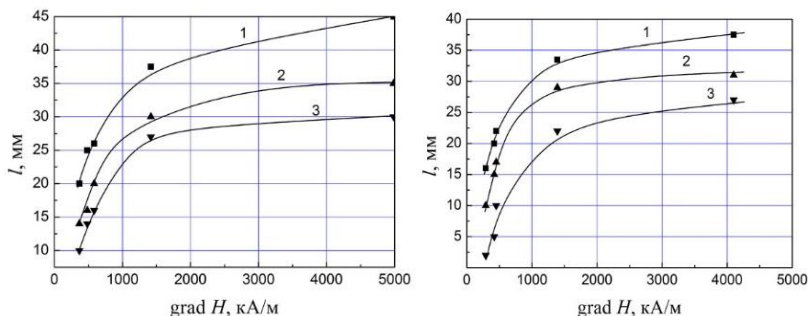


Рис. 2. Зависимость горизонтального смещения всплывающих пузырей от градиента напряженности магнитного поля

Расход воздуха (10^{-3} м³/с): 1 – 0,0096; 2 – 0,0075
 Направление поля: (а) – горизонтальное; (б) – вертикальное

Одной из возможных причин также может быть сложный механизм взаимодействия движущихся пузырей в магнитной жидкости при воздействии магнитного поля, заключающийся в разделении движущихся цепочек пузырей на несколько частей [5].

Публикация подготовлена при выполнении Задания 2.15 государственной программы научных исследований «Энергетические и ядерные процессы и технологии» (2021-2025 гг.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кутателадзе, С.С. Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах / С.С. Кутателадзе, В.Е.Накоряков – Новосибирск: Наука, 1964. – 302с.
2. Авдеев, А.А. Закономерности теплообмена в барботажном слое / А.А. Авдеев //Теплофизика высоких температур.1992. Т. 30, № 5. С.966-974.
3. Баштовой, В.Г. Введение в термомеханику магнитных жидкостей /В.Г. Баштовой, Б.М. Берковский, А.Н. Вислович. М.: ИВТАН СССР, 1985. 188 с.
4. Берковский, Б.М. Магнитные жидкости /Б.М. Берковский, В.Ф. Медведев, М.С. Краков. М.: Химия, 1989. 240с.
5. Баштовой, В.Г. Влияние ориентации магнитного поля на процесс теплопереноса при кипении магнитных жидкостей / В.Г. Баштовой, О.Ю. Волкова, А.Г. Рекс //Магнитная гидродинамика. 1992. №2. С. 27-31.
6. Симоновский, А.Я. Теплоперенос при закалочном охлаждении в магнитной жидкости /А.Я. Симоновский //Магнитная гидродинамика. 1988. №2. С. 67-72.

7. Соколов, Е.А. Динамика активных пузырьков в магнитной жидкости в неоднородном магнитном поле / Е.А. Соколов, Д.А. Калюжная, А.Г. Рекс, В.И. Каленчук, Г.А. Жуков, Р. Е. Политов, П. А. Ряполов // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2023. Т.13, № 1. С. 102–119. <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2023-13-1-102-119>.

8. Bashtovoi, V. Dynamics of deformation of magnetic fluid flat drops in a longitudinal magnetic field /V.Bashtovoi, S.Pogirnikskaya, A.Reks //J.Magnetism and Magnetic Materials. 1999. V.201. P. 300-302.

9. Берковский, Б.М. Гидродинамическое сопротивление эллипсоидальной капли при малых числах Рейнольдса /Б.М. Берковский, М.С. Краков, И.В. Никифоров, В.К. Полевинов // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1987. №3. С. 4-8.

10. Bashtovoi, V. Separation of bubbles from solid surfaces in magnetic fluids /V.Bashtovoi, M. Kovalev, A. Reks //J. Magnetism and Magnetic Materials. 2005. Vol. 289.P.382-384.

11. Bashtovoi, V. Instabilities of bubbles and droplets flows in magnetic fluids / V. Bashtovoi, M. Kovalev, A. Reks //J. Magnetism and Magnetic Materials. 2005. Vol. 289. P.350-352.

ОПТИМИЗАЦИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ПОДШИПНИКАХ СКОЛЬЖЕНИЯ НАНОУГЛЕРОДНЫМИ СТРУКТУРАМИ

Лабкович О.Н¹, Погирицкая С.Г., Рекс А.Г., Чернобай В.А.

Белорусский национальный технический университет,
Республика Беларусь, 220013, г. Минск, пр-т Независимости, 65
E-mail: olji@tut.by¹

Аннотация. В работе экспериментально показана возможность управления гидродинамическими процессами в магнитожидкостных подшипниках скольжения с помощью нанокуглеродных структур. Изменением ориентации структур в сдвиговом потоке магнитным полем возможно расширение скоростного интервала, затягивание перехода ламинарного течения в вихревое, т.е. снижение потерь на трение в подшипниках.

Ключевые слова: магнитная жидкость, нанокуглеродные структуры, магнитожидкостный подшипник, число Тейлора, магнитное поле.



ЛАБКОВИЧ Ольга Николаевна окончила Белорусский политехнический институт в 1991 году. Имеет более 60 научных публикаций, в том числе 4 статьи. В настоящее время является старшим преподавателем Белорусского национального технического университета.



ПОГИРИЦКАЯ Светлана Георгиевна окончила Белорусский государственный университет в 1981 году. Имеет более 90 научных публикаций. В настоящее время является старшим преподавателем Белорусского национального технического университета.



РЕКС Александр Георгиевич окончил Белорусский государственный университет в 1974 г. В 2007 г. защитил диссертацию на соискание степени д.ф.-м.н. по теме «Механика магнитоуправляемых магнитожидкостных систем со свободной поверхностью». В настоящее время является профессором кафедры БНТУ. Имеет более 300 научных публикаций, в том числе 19 авторских свидетельств и патентов на изобретения, 2 монографии, одна из которых издана в США.

ЧЕРНОБАЙ Владимир Алексеевич. В 1983 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Тепловые и гидродинамические процессы в высокоскоростных магнитожидкостных уплотнениях, разработка их конструкций». Имеет более 130 научных публикаций, в том числе 22 авторских свидетельств и патентов на изобретения.

Магнитожидкостные подшипники скольжения нашли применение в станкостроении: шпиндельные узлы, в гироскопах [1-2]. В работах [1,

3] предложены методы расчета момента трения подшипников, конструктивные решения с магнитной разгрузкой снизили трение в подшипнике и его износ [1]. Экспериментально показано, что магнитожидкостные подшипники обладают виброзащитными свойствами [1].

Исследование характера течения магнитожидкостной суспензии в радиальных подшипниках скольжения при гидродинамическом режиме смазки

Для магнитожидкостных опор в работе [4] проведена оценка предельной удельной нагрузки без учета кривой намагничивания жидкости, формы объема, заполненного жидкостью и размагничивающего фактора. Для магнитных полей, в которых намагниченность магнитных жидкостей достигает насыщения предложено выражение:

$$F_n = \mu_0 M_S H_n S, \quad (1)$$

где F_n – предельная идеальная нагрузка ($H/\text{см}^2$), μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, M_S – намагниченность насыщения жидкости, H_n – напряженность магнитного поля на опорной поверхности, S – площадь опорной поверхности.

Многослойные углеродные нанотрубки (МУНТ) обладают высокой механической прочностью и способны к деформациям изгиба, сжатия, растяжения, которые осуществляются за счет перестройки структуры без нарушения сплошности. При снятии докритических нагрузок они восстанавливают первоначальную форму.

Экспериментально исследовалось влияние МУНТ на предельные нагрузки магнитожидкостных подшипников скольжения.

Эксперименты проводились на модифицированном вискозиметре НААКЕ Viscotester VT 550.

Медь–константановыми термопарами измерялись температуры на поверхности вала и втулки, образующих рабочий зазор. Втулка при необходимости термостатировалась. С помощью измерительной системы вискозиметра НААКЕ Viscotester VT 550 измерялся момент трения на валу. Исследовались магнитные жидкости МВ-32, ММт-40, ММт-70 и суспензии МУНТ на их основе.

Режимы течения магнитных жидкостей и суспензий определялись по зависимости измеренного момента трения $M_{\text{тр}}$ от скорости вращения вала v .

1. На рис. 1 (кривая 1) приведена типичная зависимость момента трения $M_{\text{тр}}$ от безразмерной скорости вращения – числа Тейлора (Ta) при течения магнитной жидкости ММт-70 в радиальном магнитном

поле ($H = 230$ кА/м). Здесь $Ta = Re \left(\frac{r}{R}\right)^{0,5}$, где $Re = \frac{r \cdot V}{\nu}$ (число Рейнольдса), ν – коэффициент кинематической вязкости. Характер изменения момента трения от критерия Ta позволил выделить три области течения: 1 – область сильного влияния процессов структурирования на вязкое трение ($0 < Ta < 8$), 2 – ламинарное течение ($8 < Ta < 28$), 3 – область резкого увеличения измеряемого момента трения, что свидетельствовало о переходе ламинарного течения в вихревое ($Ta > 28$). В области малых скоростей вращения ($0 < Ta < 8$) для магнитных жидкостей с невысокой концентрацией ферромагнитных частиц ММт-40 и МВ-32 (рис. 4, кривые 3, 5) в радиальном магнитном поле ($H = 230$ кА/м) наблюдалась пропорциональная зависимость момента трения от скорости вращения, т.е. течение носило ньютоновский характер. Для высококонцентрированной магнитной жидкости ММт-70 (рис. 1, кривая 1) в интервале скоростей $0 < Ta < 8$ течение определялось образованием и разрушением под действием сдвига структур из ферромагнитных частиц. Для скоростей $8 < Ta < 28$ характерна линейная зависимость момента трения от числа Тейлора, т.е. течение магнитной жидкости в рабочем зазоре было ламинарным.

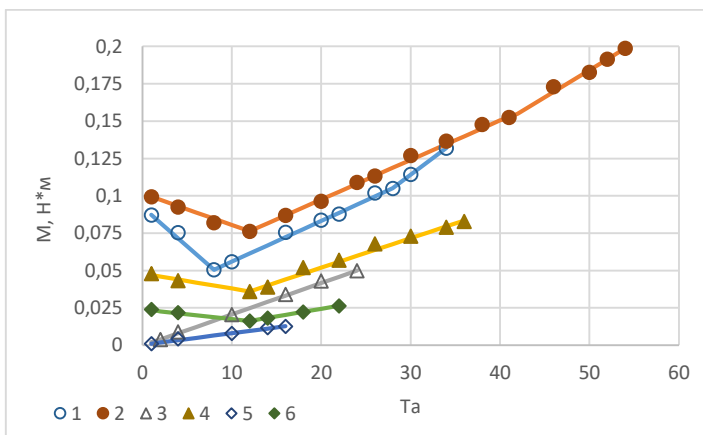


Рис. 1. Зависимость момента трения $M_{\text{тр}}$ от числа Тейлора Ta ($N=N$, $H = 230$ кА/м): 1 – ММт-70; 2 – ММт-70+ 2 % МУНТ; 3 – ММт-40; 4 – ММт-40+2 % МУНТ; 5 – МВ-32; 6 – МВ-32+2% МУНТ

При вращении вала из-за вязкого трения на границах слоя магнитной жидкости возникал радиальный градиент температур, который оказывал дестабилизирующее влияние на ламинарный поток, критическое число Тейлора соответствовало 28. Измеренная разность температур

втулки и вала для установившегося теплового режима при критической скорости и относительном зазоре $\frac{r}{R} = 0,0075$ соответствовала 17°C . Для изотермического слоя магнитной жидкости, т. е. температуры вала T_1 и втулки T_2 имели одинаковые значения ($T_1 = T_2$), при дополнительном отводе тепла от втулки, смена режима течения происходила при критическом числе Тейлора $Ta_{\text{кр}} \sim 41,3$, что характерно для его классического значения для ньютоновских жидкостей. Полученные экспериментальные данные о переходе ламинарного течения магнитной жидкости в вихревое при низких числах Тейлора ($Ta \sim 28$) подтверждают выводы авторов [5], что главным дестабилизирующим фактором являлся радиальный градиент температуры.

2. При дальнейшем увеличении скорости вращения $Ta > 36$ наблюдался выброс магнитной жидкости ММт-70 из рабочего зазора. Для магнитных жидкостей МВ-32 и ММт-40 выброс происходил при числах Тейлора $Ta = 16$ и $Ta = 24$ соответственно (рис. 1, кривые 1, 3). При введении в магнитные жидкости многослойных углеродных нанотрубок (МУНТ) концентрацией 2 % предельные рабочие скорости увеличивались: МВ-32+2% МУНТ на 43%, ММт-40 + 2 % МУНТ на 50 % и для ММт-70 + 2 % МУНТ на 60 %. Оценка устойчивости магнитной жидкости в поле центробежных сил возможна с помощью магнитного числа Фруда [4]:

$$Fr_m = \frac{\rho V^2}{R\mu_0 M_S \nabla H} \quad (2)$$

т.е. отношение центробежной силы к магнитной силе $\mu_0 M_S \nabla H$, удерживающей магнитную жидкость в зазоре. В магнитоожидкостных суспензиях структуры МУНТ образуют с поверхностью вала адгезионные контакты, которые противодействуют центробежным силам. В этом случае магнитное число Фруда будет иметь вид:

$$Fr_m = \frac{\rho V^2}{R(\mu_0 M_S \nabla H + Fa)}, \quad (3)$$

где Fa – сила адгезии массива МУНТ к поверхности вала.

Как видно из рис. 1 для магнитоожидкостных суспензий использование МУНТ в качестве дисперсной среды приводило к увеличению предельных рабочих скоростей подшипников скольжения. При течении суспензии ММт-70+2% МУНТ наблюдалось повышение устойчивости ламинарного течения, критическое число Тейлора $Ta_{\text{кр},2}$ соответствовало 41,3 (рис. 1, кривая 2). Наличие МУНТ в магнитной жидкости ММт-70 привело к снижению разницы температур между втулкой и валом с 17°C до $6,8^\circ\text{C}$ из-за высокой теплопроводности МУНТ, что явилось стабилизирующим фактором.

Сравнительный анализ результатов, приведенных на рис. 1–3 показал, что конструкция с магнитами на валу (тангенциальное магнитное поле $N-S$) обеспечивает снижение потерь на трение (до 17 %) по сравнению с радиальным магнитным полем. Максимальное снижение потерь на трение до 40% обеспечивает конструкция с магнитами на валу (тангенциальное магнитное поле $N-S$), что вызвано эффектом увлечения магнитной жидкости вращающимся магнитным полем (ротационным эффектом).

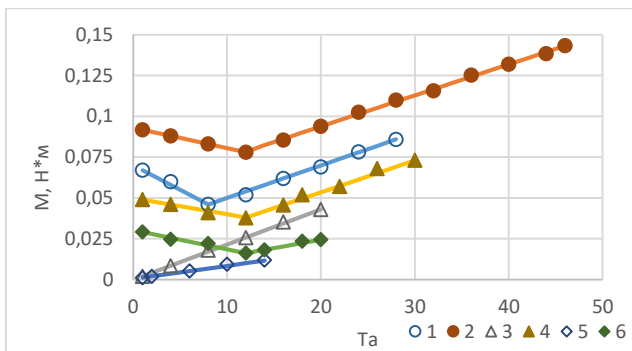


Рис. 2. Зависимость момента трения $M_{тр}$ от числа Тейлора Ta ($N-S, H = 190 \div 230$ кА/м):
 1 - ММт-70; 2 - ММт-70+ 2 % МУНТ; 3 - ММт-40; 4 - ММт-40+2 % МУНТ;
 5 - МВ-32; 6 – МВ-32+2% МУНТ

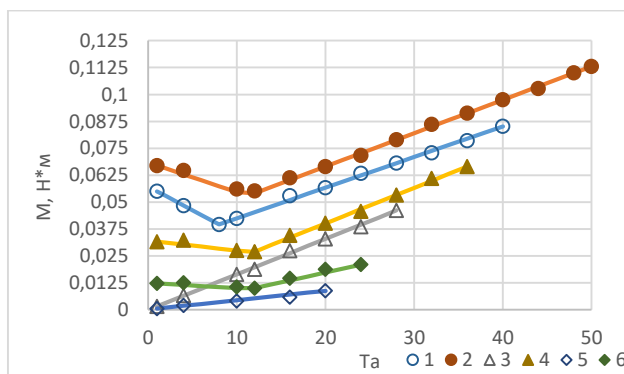


Рис. 3. Зависимость момента трения $M_{тр}$ от числа Тейлора Ta ($rot\bar{H}, 190 < H < 230$ кА/м):
 1 - ММт-70; 2 - ММт-70+ 2 % МУНТ; 3 - ММт-40; 4 - ММт-40+2 % МУНТ;
 5 - МВ-32; 6 – МВ-32+2% МУНТ

Необходимо отметить условия, при которых возникал ротационный эффект: неоднородность магнитного поля в рабочем зазоре $\sim 20\%$, разница температур между валом и втулкой $\sim 6,5\text{ }^\circ\text{C}$, наличие подвижной границы (поверхность вала). Кроме того, конструкция с магнитами на валу обеспечила более высокую устойчивость магнитной жидкости к центробежным силам, так как радиальный градиент магнитного поля был направлен к центру вращения.

Таким образом структуры МУНТ в магнитной жидкости улучшают рабочие характеристики подшипников скольжения и расширяют скоростной интервал работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Болотов, А.Н. Триботехника магнитопассивных опор скольжения / А.Н. Болотов, В.Л. Хренов. Тверь: ТвГТУ, 2008. 124 с.
2. Орлов, Д.В. Магнитные жидкости в машиностроении // Под общ. ред. Д. В. Орлова, В. В. Подгоркова. Машиностроение, 1993. 272 с.
3. Полетаев, В.А. Расчет фактической площади контакта в подшипниках скольжения при гидродинамической (жидкостной) смазке / В.А. Полетаев, А.М. Власов, Т.А. Пахомова // Трение и смазка в машинах и механизмах: журнал. М. ООО НТИ «Машиностроение». 2014. № 11. С. 26-31.
4. Берковский, Б.М. Магнитные жидкости / Б.М. Берковский, В.Ф. Медведев, М.С. Краков. М.: Химия, 1989. 240 с.
5. Ноготов, Е.Ф. Влияние температурной зависимости вязкости феррожидкости на структуру ее течения в магнитожидкостных уплотнениях / Е.Ф. Ноготов, В.К. Рахуба, А.Г. Рекс, В. А. Чернобай // Известия вузов. Энергетика. 1983. № 9. С. 106–109.

МАГНИТОАКТИВНЫЕ ЭМУЛЬСИИ НА ОСНОВЕ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ В МИКРОФЛЮИДНЫХ ЧИПАХ

Ряполов П.А.¹, Соколов Е.А.¹, Калужная Д.А.¹, Шельдешова Е.В.¹

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Юго-Западный государственный университет»,

Российская Федерация, 305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94,

E-mail: r-piter@yandex.ru

Аннотация. В работе рассмотрено теоретическое и экспериментальное исследование образования и динамики эмульсий с использованием магнитной жидкости в вертикальном микроканале под воздействием неоднородного магнитного поля. Оно оказывает фокусирующее действие на поток немагнитной жидкости в магнитной и способствует управлению размером образующихся капель эмульсий и их динамикой.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитогидродинамика, капельная микрофлюидика, магнитное поле, femm.

Магнитные эмульсии представляют собой жидкую композиционную среду, одна из фаз которой представлена магнитным нанокolloидом, состоящим из ферро- или ферромагнитных наночастиц, покрытых поверхностно-активными веществами и диспергированных в жидкостиносителе. Магнитные жидкости (МЖ) в эмульсиях могут выступать как в качестве дисперсной фазы [1], так и в качестве непрерывной фазы [2]. Уникальной особенностью магнитоактивных эмульсий является наличие выраженных магнитных свойств [3, 4, 5]. Магнитные эмульсии являются перспективным материалом для адресной доставки лекарств [6]. Их производство может быть осуществлено различными способами, например механическое диспергирование [7] или эмульгирование с помощью микрофлюидных чипов [8]. Микрофлюидные технологии – это область научных исследований, связанная с манипуляциями жидкостей в микроканалах (микрофлюидных чипах) [9]. Получение магнитных эмульсий обычно осуществляется путем диспергирования магнитных жидкостей на основе углеводов в воде [4]. Менее распространены и в гораздо меньшей степени изучены эмульсии, в которых дисперсная фаза образована водой, а дисперсионная среда – углеводородной магнитной жидкостью. Наиболее оригинальными вариантами являются эмульсии с использованием магнитных жидкостей на водной основе [10], а также эмульсии, полученные с применением других полярных жидкостей. Таким образом, использование магнитной жидкости открывает возможность активного образования капель с помощью воздействия внешнего магнитного поля [11].

Для получения и исследования магнитоактивных эмульсий на основе магнитных жидкостей разработана экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1а.

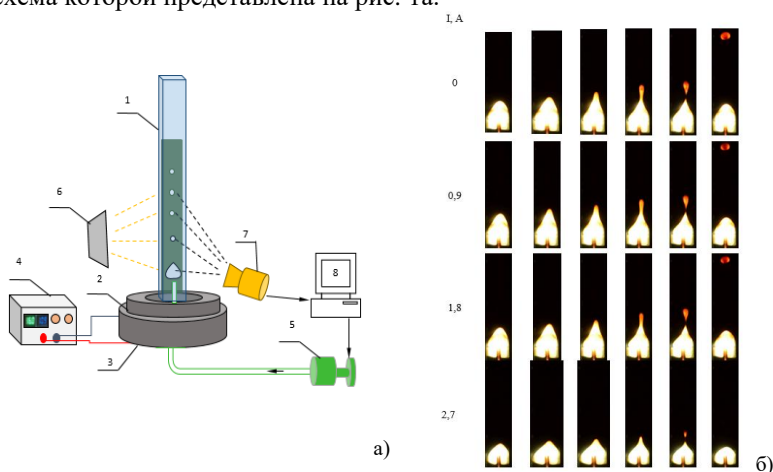


Рис. 1. Получение и исследование магнитоактивных эмульсий:
 а) экспериментальная установка: 1 – плоский стеклянный канал;
 2 – кольцевой магнит (NdFeB 60 x 24 x 10 мм); 3 – электромагнит;
 4 – источник питания; 5 – шприцевой насос; 6 – осветитель; 7 – видеокамера;
 8 – компьютер; б) образование капель воды в МЖ

В работе в качестве непрерывной среды эмульсии использовался образец магнитной жидкости, полученный в Ивановском государственном энергетическом университете методом химической конденсации. Основой для коллоида являются наночастицы магнетита Fe_3O_4 , стабилизированные олеиновой кислотой в керосине ТС-1. Свойства используемой МЖ указаны в таблице. Дисперсной фазой являлась дистиллированная вода.

Таблица. Параметры магнитной жидкости

Плотность ρ , кг/м ³	936
Объемная концентрация ϕ , %	3.63
Вязкость η , сП	2.45
Намагниченность насыщения M_s , кА/м	12.5

Источником магнитного поля в эксперименте является кольцевой постоянный магнит, расположенный поверх соленоида, который подключен к источнику питания для изменения напряженности его магнитного поля.

На соленоид подавался ток в 0,8А, 1,8А и 2,7А. На рис. 2 представлено моделирование магнитного поля комбинированного источника магнитного поля при силе тока 1,8А в программном пакете femm.

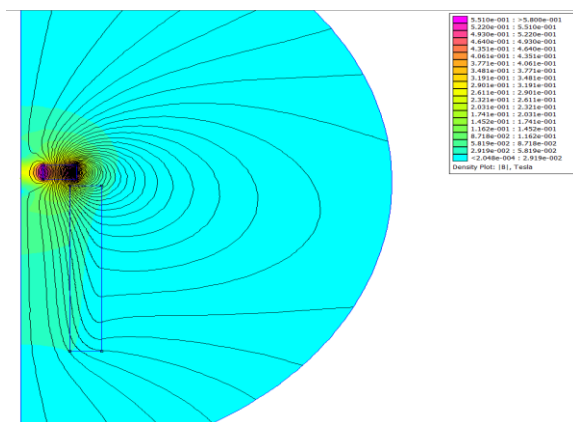


Рис. 2. Магнитное поле комбинированного источника

На рис. 1б показана динамика капель воды в магнитной жидкости при различных значениях силы тока, подаваемой на соленоид. Кадры показывают поэтапный процесс отрыва и всплытия капель воды в МЖ. В программном обеспечении LabView установлены размеры капель полученной эмульсии на основе МЖ. Из графика на рис. 3 следует, что при увеличении силы тока, подаваемой в электромагнит, размер формирующихся капель воды S уменьшается.

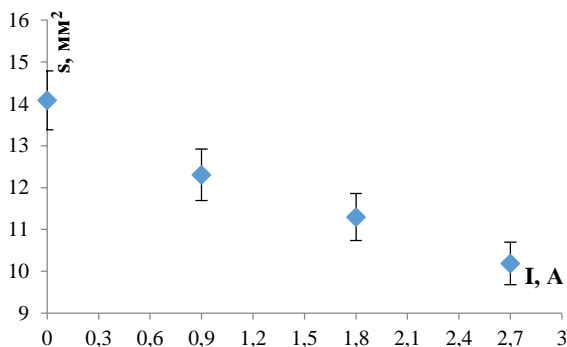


Рис. 3. Зависимость размера капель от изменения силы тока, подаваемого на соленоид

На размер немагнитной капли в магнитном поле большей напряженности оказывает воздействие подеромоторная сила, благодаря которой создается дополнительное сжатие шейки отрывающейся капли воды в магнитной среде. Это приводит к уменьшению размера отрывающихся каплей по сравнению с действием магнитного поля меньшей напряженности.

Проведено моделирование капли воды в магнитной жидкости на основе керосина под воздействием комбинированного источника магнитного поля в программном пакете femm (рис. 4).

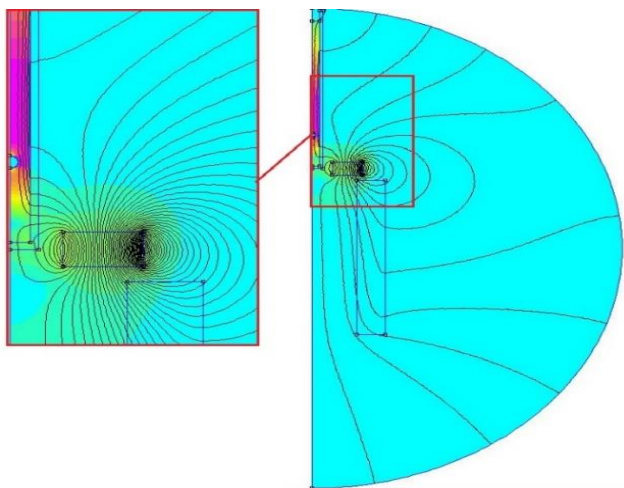


Рис. 4. Результаты моделирования немагнитной капли в магнитной жидкости в программном пакете femm

Результаты работы способствуют дальнейшей разработке детальных механизмов образования эмульсий на основе магнитной жидкости с помощью магнитного поля различной конфигурации, управления их размерами в режиме реального времени.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 24-22-00309 и в рамках реализации государственного задания (№ 0851-2020-0035).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Manipulable formation of ferrofluid droplets in Y-shaped flow-focusing microchannels / D. Liang^б M. Pengcheng, Z. Chunying et al. // Industrial & Engineering Chemistry Research – 2019. V. 58. No. 41. P. 19226-19238.

2. Liquid flow and control without solid walls / P. Dunne, T. Adachi, A. A. Dev et al. // *Nature* – 2020. V. 581. No. 7806. P. 58-62.
3. Magnetic fluids: The interaction between the microstructure, macroscopic properties, and dynamics under different combinations of external influences/ P. Ryapolov, A. Vasilyeva, D. Kalyuzhnaya et al. // *Nanomaterials*. 2024. V. 14. No. 2. P. 222.
4. Ferrofluid double emulsion generation and manipulation under magnetic fields / X. Huang, M. Saadat, M.A. Bijarchi et al. // *Chemical Engineering Science*. 2023. V. 270. P. 118519.
5. Suslov, S.A. Peculiarities of Convective Heat and Mass Transfer in Magnetic Nanofluids / S.A. Suslov // *ASME Journal of Heat and Mass Transfer*. 2023. V. 145. No. 3. P. 030801.
6. Synthesis and characterization of silica-coated oil-in-water (O/W) magnetic emulsion / E. Elkalla, S. Khizar, Z. Ait-Touchente et al. // *Emergent Materials*. 2023. V. 6. No. 6. P. 2027-2039.
7. Zakinyan, A.R. Rotating field induced torque on ferrofluid emulsion with deformable dispersed phase microdrops / A.R. Zakinyan, A.A. Zakinyan // *Sensors and Actuators A: Physical*. 2020. V. 314. P. 112347.
8. Kahkeshani, S. Drop formation using ferrofluids driven magnetically in a step emulsification device / S. Kahkeshani, D. Di Carlo // *Lab on a Chip*. 2016. V. 16. No. 13. Pp. 2474-2480.
9. Han, W. A review on microdroplet generation in microfluidics / W. Han, X. Chen // *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*. 2021. V. 43.No. 5. P. 247.
10. Dynamics of Nonmagnetic and Magnetic Emulsions in Microchannels of Various Materials / D. Kalyuzhnaya, E. Sokolov, A. Vasilyeva et al. // *Fluids*. 2023. V. 8. No. 2. P. 42.
11. Zhang, Y. Magnetic digital microfluidics—a review / Y. Zhang, N. T. Nguyen // *Lab on a Chip*. 2017. V. 17. No. 6. P. 994-1008.

ОБЪЕМНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ: ЭФФЕКТЫ СТРУКТУРИЗАЦИИ

Агейкин Н.А.*, Фионов А.С., Дацук Е.Р., Колесов В.В., Анисимкин В.И.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова

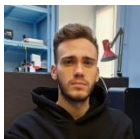
Российской академии наук,

Российская Федерация, 125009, г. Москва, ул. Моховая, д. 11, корп. 7

E-mail: ageykin_niki@mail.ru*

Аннотация. Обнаружена анизотропия распространения звука относительно направления магнитного поля в суспензии на основе измельченного природного магнетита в вазелиновом масле, которая обусловлена структуризацией частиц магнетита в магнитном поле. Создан лабораторный стенд для исследования жидкостей и коллоидных суспензий с наполнителями различной природы посредством объемных акустических волн. Получены амплитудно-частотные характеристики прохождения акустической волны в дистиллированной воде, магнитной жидкости на водной основе, вазелиновом масле и суспензии на основе измельченного природного магнетита в вазелиновом масле. Измерено время задержки акустической волны, которое позволяет рассчитать скорость распространения акустической волны в среде, заполняющей измерительную ячейку.

Ключевые слова: магнитореологические жидкости, магнетит, объемные акустические волны.



АГЕЙКИН Никита Алексеевич окончил Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского в 2020 году. Младший научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.



ФИОНОВ Александр Сергеевич окончил физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова в 1992 году. Кандидат технических наук, старший научный сотрудник ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН.



ДАЦУК Елизавета Романовна окончила бакалавриат ФГБОУ ВО «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» в 2023 году, обучается там же в магистратуре. Инженер ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.



КОЛЕСОВ Владимир Владимирович окончил физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова в 1974 г. Кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, заведующий лабораторией ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.



АНИСИМКИН Владимир Иванович окончил физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова в 1972 г. Доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Магнитоактивные суспензии, представляющие собой гетерофазную дисперсную систему, состоящую из несущей жидкости и мелко- и ультрадисперсных магнитных частиц [1,2], становятся в настоящее время одними из самых перспективных современных материалов, в которых можно не только программируемым образом эффективно менять их механические, вязкоупругие и электрофизические свойства с помощью внешнего магнитного поля, но и управлять этими характеристиками в режиме реального времени. Целью настоящей работы является разработка методики и изучение прохождения объемных акустических волн в магнито-реологических жидкостях на основе различных дисперсионных сред и дисперсных наполнителей, а также влияния внешнего магнитного поля на акустические параметры среды.

В представленной работе был создан лабораторный стенд для исследования жидкостей и суспензий с наполнителями различной природы посредством объемных акустических волн (рис. 1). Основой стенда является измерительная ячейка, состоящая из кюветы с рабочим ходом 10 мм (1), двух керамических пьезоэлектрических преобразователей (2), подставки-держателя магнитов и кроссплаты с разъемами CP-50 (на блок-схеме не показаны). Кювета и держатель напечатаны на фотополимерном 3D-принтере Phrozen Sonic Mini 8K, при этом использовали смолу Water-Washable Resin Rapid White. Конструкцию кюветы спроектировали таким образом, чтобы обеспечить непосредственный контакт крепящихся на ней преобразователей с тестируемой жидкостью. Это позволило исключить потери мощности сигнала в стенках кюветы. При закреплении преобразователей в кювете эпоксидной смолой их плоско-параллельность юстировали при помощи плитки Югансона. Объем исследуемой жидкости (3), заполняющей кювету до полного погружения преобразователей, составляет 5 мл. В качестве генератора и индикатора сигнала использовали векторный анализатор цепей OBZOR TR 1300/1 (4).

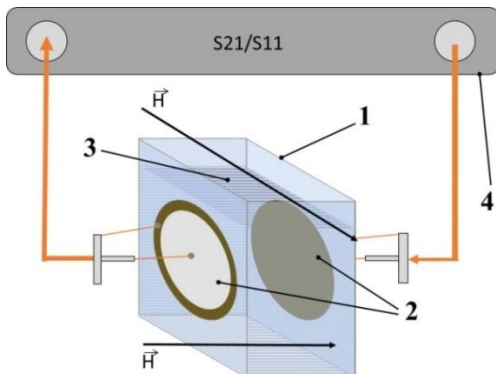


Рис. 1. Блок-схема измерительного стенда

Лабораторный стенд позволяет выполнять исследования амплитудно-частотных (АЧХ) и фазо-частотных характеристик (ФЧХ) коэффициентов передачи жидких сред как в отсутствие, так и с применением внешнего магнитного поля вдоль либо поперек направления распространения акустической волны. Напряженность магнитного поля в центре кюветы при использовании постоянных неодимовых магнитов диаметром 25 мм и толщиной 5 мм составляла 110 мТл и 55 мТл соответственно.

В работе получены АЧХ для четырех жидкостей: дистиллированной воды, магнитной жидкости на водной основе с цитратным буфером (ИБХФ РАН), вазелинового масла и суспензии на основе измельченного природного магнетита [3] в вазелиновом масле.

Эти АЧХ представлены на рис. 2 и 3: черный – чистая дисперсионная среда (вода и вазелиновое масло соответственно), красный – магнитная дисперсия без приложения магнитного поля, синий – магнитное поле направлено вдоль направления распространения акустической волны, зеленый – магнитное поле направлено поперек направления распространения акустической волны. Для каждого случая было измерено время задержки, которое позволяет рассчитать скорость распространения V_L акустической волны в среде, заполняющей измерительную ячейку [4]. Результаты расчета скорости представлены в табл. 1.

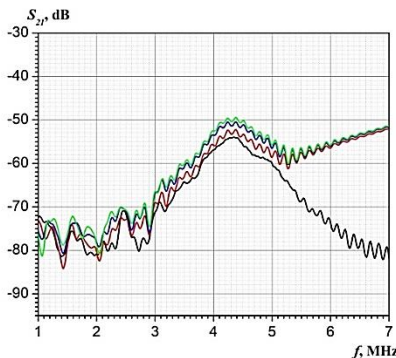


Рис. 2. Прохождение звука в водной дисперсии

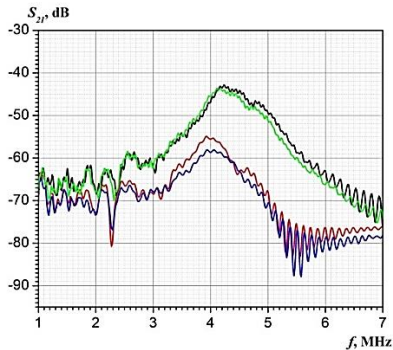


Рис. 3. Прохождение звука в масляной дисперсии

Таблица 1. Скорость распространения акустической волны

	$V_L, 10^6 \text{ мм/с}$ Без магнитного поля	$V_L, 10^6 \text{ мм/с}$ направление магнитного поля	
		Вдоль	Поперек
Вода	1.51	-	-
Водная дисперсия	1.54	1.54	1.54
Вазелиновое масло	1.41	-	-
Масляная дисперсия	1.39	1.34	1.41

На основании полученных данных можно сделать вывод, что в эксперименте наблюдается анизотропия распространения звука относительно направления магнитного поля в суспензии на основе измельченного природного магнетита в вазелиновом масле. Эта анизотропия может быть обусловлена структуризацией частиц магнетита в магнитном поле. На рис. 4 представлена визуализация такой структуризации: а) магнитная жидкость на водной основе в отсутствие магнитного поля; б) и в) суспензия на основе измельченного магнетита в вазелиновом масле с магнитным полем вдоль и поперек направления распространения акустической волны соответственно.

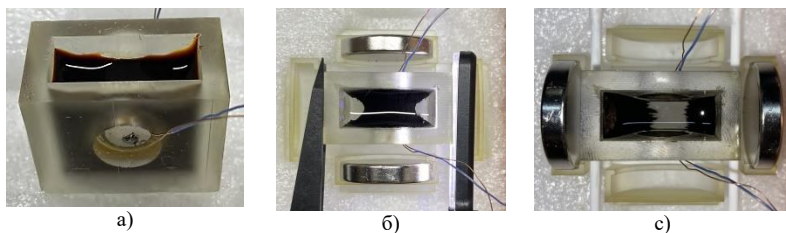


Рис. 4. Структуризация в магнитном поле

Перспективный план исследований с использованием представленного лабораторного стенда предполагает: расширение номенклатуры исследуемых магнитореологических суспензий; достижение баланса между энергией магнитного поля, структурирующего наполнитель, и энергией акустической волны, распространяющейся в структурированной среде; расширение диапазона напряженности внешнего магнитного поля; увеличение числа измеряемых материальных параметров структурированной магнитореологической среды (вязкости, упругости, анизотропии магнитной восприимчивости и др.) и установление связей между ними; создание аналогичного стенда для исследования электродинамических параметров магнитореологических суспензий в микроволновом диапазоне.

На основе магнитореологических жидкостей возможно создание акустических и электродинамических сред с управляемой структурой (материальными параметрами: восприимчивость, акустический импеданс, поляризуемость, затухание для разных типов акустических и электромагнитных волн), что может найти практическое применение в работах по синтезу новых функциональных материалов, а также при создании управляемых радиотехнических модулей.

Авторы выражают благодарность коллегам из ИБХФ РАН Байбуртскому Ф.С. и Горшеневу В.Н за предоставленную для исследований магнитную жидкость на водной основе с цитратным буфером.

Работа выполнена по госзаданию ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Popplewell, R. Rosensweig. *J. of Phys. D: Appl. Phys.* 29, 2297 (1999).
2. S. Sikulskiy, A. Malik, D. Kim. *Front. Mater.* 9, 856945 (2022).
3. A.A. Khachaturov, A.S. Fionov, V.V. Kolesov et al. *RENSIT.* 11(2), 189-198 (2019).
4. A. Smirnov, V. Anisimkin, N. Voronova et al. *Sensors.* 24, 4010 (2024).

ОПТИМИЗАЦИЯ ТРАНСПОРТА АКТИВНЫХ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ АНИЗОМЕТРИЧНОЙ ФОРМЫ

Беляева Т.Д.¹, Канторович С.С., Новак Е.В.
ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Россия, 620000, г. Екатеринбург, ул. Ленина 51,
E-mail: tatiana.mizgireva@urfu.ru¹

Аннотация. В данной работе с помощью серии компьютерных экспериментов методом молекулярной динамики была изучена частица типа «малина» эллипсоидальной формы с добавлением активных частиц на поверхности при воздействии магнитного поля и без него. Было рассчитано среднеквадратичное смещение и вычислен коэффициент диффузии, а также изучено влияние и связь параметров системы на данные величины.

Ключевые слова: молекулярная динамика, компьютерные эксперименты, магнитное поле, среднеквадратичное смещение, коэффициент диффузии.



БЕЛЯЕВА Татьяна Дмитриевна обучается в аспирантуре Уральского Федерального Университета на специальности механика жидкости, газа и плазмы. Имеет одно свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ. В настоящее время является инженером-исследователем в лаборатории математического моделирования физико-химических процессов многофазных средах.



НОВАК Екатерина Владимировна, доцент кафедры теоретической и математической физики Уральского федерального университета. В 2010 г. защитила диссертацию по теме «Гермодинамические и структурные свойства ферроколлоидов». Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами УрФУ, Президента РФ, ИНТАС, РФФИ, РНФ.

В природе существует масса способов превращения химической, физической и других видов энергии в кинетическую. Так, например, удается перемещаться в жидких средах бактериям и микроорганизмам. Существуют также искусственно синтезированные активные частицы, которые используют химические реакции для того, чтобы преобразовать химическую энергию в кинетическую. Ярким примером таких частиц является частица Януса, у которой поверхность разделена на две части с разными физическими и химическими свойствами. При нанесении активного вещества лишь на какую-то часть частицы решается проблема управления направления движения частицы, например, при по-

мощи магнитного поля. Тогда под влиянием внешнего поля можно добиться ориентации частицы вдоль поля, а следовательно, получить направленное движение. Но при рассмотрении активной частицы в течение длительного времени можно заметить потерю направленности. Данную проблему можно решить включением жестко связанного с центром частицы собственного дипольного момента. При достаточно сильном значении магнитного поля влияние тепловых колебаний на ориентацию движения полностью подавляется. Следовательно, управлять движением активной частицы можно путем динамического изменения направления прикладываемого поля [1], что представляет большой научный интерес, так как может быть применимо, например, при доставке лекарств к пораженным внутренним органам.

Основной областью применения активных частиц являются био-медицинские приложения, поэтому важно исследовать диффузионные свойства таких частиц, понять, как изменения величины внешнего магнитного поля и силы, которая действует на активные частицы, позволяя им двигаться, влияют на коэффициент самодиффузии [2].

В данной работе используется модель эллипсоидальной магнитной частицы типа «raspberry» для точного моделирования поступательной, а также вращательной диффузии магнитных наночастиц. Это означает, что каждая наночастица моделировалась как структура из нескольких субчастиц. Благодаря своему внешнему виду, такие типы структур и получили название «raspberry» – «малина». С помощью частиц данного типа можно придать изучаемому объекту поверхность и форму, которые критически важны для гидродинамических взаимодействий. Все параметры рассматриваемой частицы были подобраны таким образом, чтобы она могла имитировать свойства минерала магнетита с химической формулой Fe_3O_4 . За счет того, что этот магнитный материал нетоксичен, он пригоден для различных биоприложений.

В данной работе отношение радиусов по осям x , y и z эллипсоида равны 3:1:1 и 5:1:1. Построение «малины» начинается с центральной частицы. Она помещается в центр системы координат, так что абсолютные положения всех других частиц совпадают с их положениями относительно центральной частицы. Частицы, составляющие внешнюю оболочку, равномерно распределяются на внешней поверхности. Для обеспечения равноудаленного распределения частиц и предотвращения любого непреднамеренного перекрытия, между всеми частицами внешней поверхности применяется отталкивающий потенциал Уикса-Чандлера-Андерсона.

После фазы уравнивания положения частиц замораживаются. Для того, чтобы данную модель можно было использовать для описания

гидродинамических взаимодействий необходимо исключить внутренние потоки, которые искусственно изменяют динамику «малины». Этого можно избежать, добавив дополнительные оболочки частиц внутрь внешней оболочки. Построение и последующее уравнивание производят аналогично поверхностным частицам, что обеспечивает однородное распределение частиц как на внешней оболочке, так и во всем внутреннем пространстве сферы.

После уравнивания все поверхностные и внутренние частицы виртуализируются относительно центральной частицы. Это означает, что они исключены из уравнений движения и следуют поступательному и вращательному движению центральной частицы. Масса и момент инерции всех внутренних и поверхностных частиц передаются центральной. Тогда «малина», по сути, представляет собой твердое тело. Каждая сила, которую чувствуют поверхность и внутренние частицы, напрямую передается центральной частице.

В данной работе рассмотрена и исследована так называемая частица Януса, которая состоит из половины активных частиц на поверхности, расположенных вдоль главной оси Ox , оставшаяся же половина состоит из пассивных частиц (рис. 1).

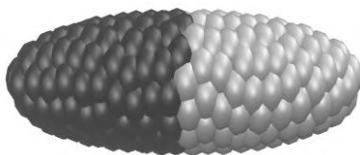
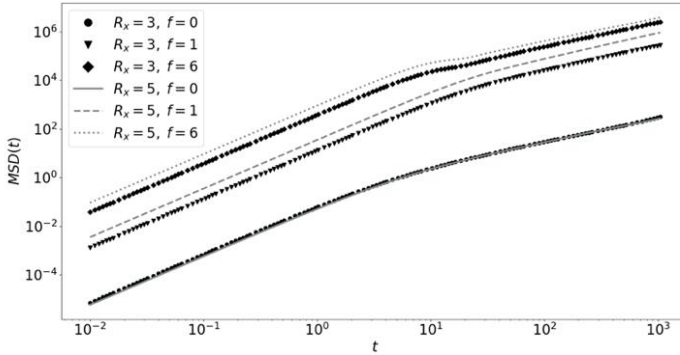


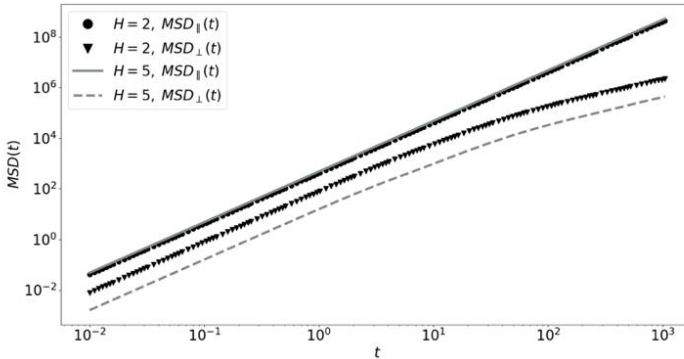
Рис. 1. «Малина» с активной половиной, левая половина состоит из активных частиц, а правая из пассивных

Для определения коэффициента диффузии был использован метод среднеквадратичных смещений. Рассмотрено среднеквадратичное смещение как некоторая функция, зависящая от времени, обозначенная $MSD(t)$. Наклон среднеквадратичных смещений в зависимости от времени пропорционален коэффициенту диффузии [3].

В случае отсутствия внешнего магнитного поля (рис. 2), можно отметить, что график зависимости среднеквадратичного смещения быстрее становится более пологим, то есть частица быстрее выходит из баллистического на диффузионный режим при нулевом значении силы ($f = 0$), действующей на активные частицы, то есть в случае, когда на поверхности «малины» отсутствуют активные частицы. Также можно заметить, что в данном случае изменения длины главной оси эллипсоида (R_x) не влияет на поведение $MSD(t)$.


 Рис. 2. График зависимости $MSD(t)$ от времени t при $H = 0$

На рис. 3.1 представлены две компоненты среднеквадратичного смещения – параллельно $MSD_{\parallel}(t)$ и перпендикулярно $MSD_{\perp}(t)$ внешнему магнитному полю. Для анализа зависимости среднеквадратичного смещения при изменении напряженности внешнего магнитного поля H , были зафиксированы значения $R_x = 3$ и $f = 6$. Можно заметить, что $MSD_{\parallel}(t)$ при увеличении H остается без изменений, приближаясь к графику линейной функции, а $MSD_{\perp}(t)$ при увеличении H смещается вверх, сохраняя свою форму.


 Рис. 3.1. График зависимости $MSD(t)$ при изменении напряженности внешнего магнитного поля. Представлены две компоненты – параллельно $MSD_{\parallel}(t)$ и перпендикулярно $MSD_{\perp}(t)$ полю

На рис. 3.2 показана зависимость коэффициента диффузии при изменении напряженности внешнего магнитного поля, видно, что с увеличением поля коэффициент диффузии растёт.

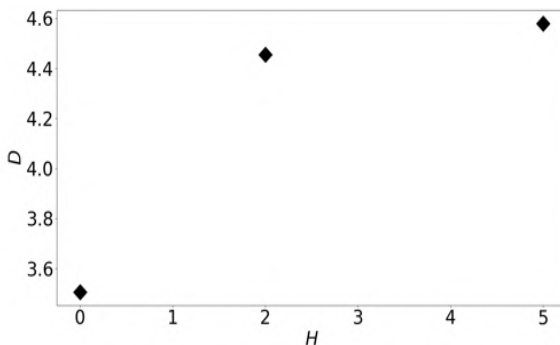


Рис. 3.2. График зависимости коэффициента диффузии при изменении напряженности внешнего магнитного поля

На рис. 4.1 также показаны две компоненты среднеквадратичного смещения – параллельно $MSD_{\parallel}(t)$ и перпендикулярно $MSD_{\perp}(t)$ внешнему магнитному полю. Для исследования зависимости среднеквадратичного смещения при изменении силы f , были зафиксированы значения $H = 2$ и $R_x = 3$. Можно отметить, что в тот момент, когда $MSD_{\perp}(t)$ выходит на диффузионный режим, $MSD_{\parallel}(t)$ все еще остается в баллистическом режиме. С ростом силы f , растут начальные значения $MSD(t)$. Коэффициент же диффузии (рис. 4.2) растёт вместе с ростом скорости.

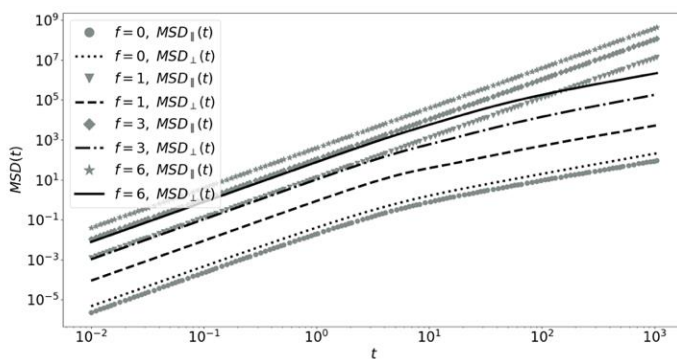


Рис. 4.1. График зависимости $MSD(t)$ при изменении силы f . Представлены две компоненты – параллельно $MSD_{\parallel}(t)$ и перпендикулярно $MSD_{\perp}(t)$ полю

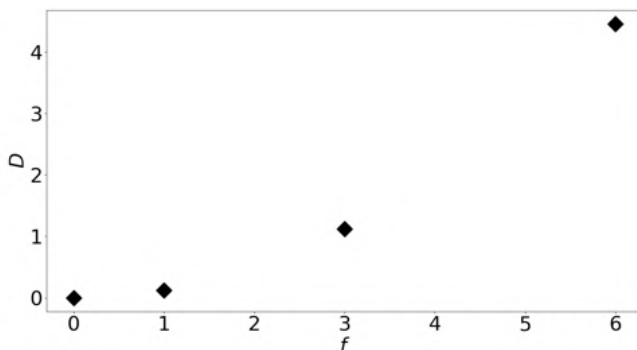


Рис. 4.2. График зависимости коэффициента диффузии при изменении силы f .

Таким образом, в данной работе была проанализирована зависимость изменения функции квадратичного смещения и коэффициента диффузии от различных значений напряженности внешнего магнитного поля H и силы f , которая действует на активные поверхностные частицы, позволяя им двигаться.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Программы развития Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина в соответствии с программой стратегического академического лидерства "Приоритет-2030".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Glenn C. Vidal-Urquiza and Ubaldo M. Córdova-Figueroa. Dynamics of a magnetic active Brownian particle under a uniform magnetic field // Phys. Rev. E 2017. 96(5-1): 052607
2. Y. Han, A. Alsayed, M. Nobili, and A.G. Yodh. Quasi-two-dimensional diffusion of single ellipsoids: Aspect ratio and confinement effects // Phys. Rev. E. 2009. Vol. 80. P. 011403-1 – 011403-6.
3. D. Frenkel and B. Smit. Understanding molecular simulation: from algorithms to applications // Elsevier. 2002.

**ПРИМЕНЕНИЕ НАНОДИСПЕРСНЫХ МАГНИТНЫХ
ЖИДКОСТЕЙ В ТЕХНИКЕ, МЕДИЦИНЕ,
БИОЛОГИИ И ЭКОЛОГИИ**

МЕТОДИКА ИСПЫТАНИЙ МЖУ ДЛЯ ГЕРМЕТИЗАЦИИ ЖИДКИХ СРЕД

Федоров О.Л.

ООО НПФ «ПИТЭС»

Российская Федерация, 355004, г. Ставрополь, проезд Хмельницкого 55,

E-mail: fedorovol@bk.ru

Аннотация. Определение и увеличение ресурса работы магнитожидкостных уплотнений для герметизации жидких технологических сред является важнейшей потребностью для внедрения этих уплотнений в промышленное производство. Вследствие этого прогнозирование и определение их фактического ресурса является одной из главных задач. Поэтому необходимо предложить достоверную методику испытаний уплотнений с целью решения указанной задачи.

Ключевые слова: магнитная жидкость, эмульгирование, ресурс работы, параметры герметизируемой среды, критериальное уравнение

Одним из главных результатов испытаний магнитожидкостных уплотнений (МЖУ) для герметизации жидких технологических сред на работоспособность является определение ресурса их работы. Это является актуальной задачей, вследствие довольно широкого применения уплотнений во многих отраслях промышленности, использующих современные наукоемкие технологии, в частности, в биологической, химической, фармацевтической отраслях, а также в машиностроении.

Целью данной работы является разработка основных положений расчета работоспособности МЖУ и методики их испытаний, поскольку данный вопрос исследован недостаточно.

Под ресурсом работы МЖУ понимается такое время его работы t_p , за которое уплотнение достигает своего предельного состояния, т.е. удерживаемое МЖУ давление становится равным избыточному давлению жидкой герметизируемой среды P и происходит пробой уплотнения. Указанное давление принято называть критическим и обозначается $P_{кр}$. Известно, что это происходит в результате уноса (эмульгирования) части рабочего тела уплотнителя – магнитной жидкости (МЖ) в герметизируемую жидкую немагнитную среду. Процесс эмульгирования МЖ в сплошную жидкую среду будет иметь место при потере устойчивости свободной поверхности раздела МЖ – герметизируемая среда. Условие эмульгирования выполняется, когда относительная скорость сплошной среды будет превосходить некоторую предельную величину [1]:

$$W > W_{пр.} = a \frac{\sigma}{\eta} \quad (1)$$

Здесь σ - коэффициент поверхностного натяжения на границе раздела фаз с учетом наложенного неоднородного магнитного поля магнитной системы уплотнения, η - динамическая вязкость жидкой сплошной среды, a - некоторый поправочный коэффициент, определяемый краевыми эффектами конструкции уплотнения. По некоторым данным [2] $\sigma > 2,7 \times 10^{-2}$ н\м, для конкретной МЖ данная величина определяется экспериментально.

Поскольку при вращении жидкой немагнитной среды относительно МЖУ обычно кроме окружной составляющей скорости имеется еще и меридиальная, то абсолютная величина окружной скорости будет $W = \sqrt{W_\omega^2 + W_r^2}$. Чаще всего $W_\omega \approx W_r \approx \omega_0 R_0$, здесь: ω_0 - угловая скорость вращения рабочего органа (вала) уплотнения, R_0 - радиус вала. Поэтому можно принять $W \approx (1,3 \div 1,4)\omega_0 R_0$. Используя ряд экспериментальных данных имеющихся в распоряжении автора [3,4], можно оценить величину поправочного коэффициента как $a \geq 0,5 \times 10^{-2}$, а величину предельной скорости среды $W_{пр.} \leq 0,13 \div 0,15$ м/с. Величине $W_{пр.}$ будет соответствовать некоторая угловая скорость вращения ω_{01} вала МЖУ.

В ряде работ [3-5,7] рассматривалась задача определения (расчета) ресурса работы МЖУ как функциональной зависимости от параметров герметизируемой среды и уплотнения (МЖУ).

Рассмотрим **случай №1**, когда эмульгирование МЖ, при заданной скорости вращения вала $\omega_0 > \omega_{01}$ и $P = 0$, прекращается при наличии в зазоре уплотнения ее некоторого объема $V_{пр.}$. Это произойдет, если неравенство (1) перейдет в равенство, в силу того, что величина σ есть величина переменная, зависящая от величины градиента напряженности магнитного поля в зазоре уплотнения. В процессе эмульгирования, при уменьшении объема V магнитожидкостного рабочего тела и изменения при этом положения свободной поверхности раздела сред относительно зазора уплотнения, она возрастает из-за возрастания градиента напряженности неоднородного поля. Следовательно, эмульгирование МЖ из уплотнения будет продолжаться до тех пор, пока величина, определяемая равенством (1) не станет больше относительной скорости жидкой герметизируемой среды.

Как показано в работе [5], ресурс уплотнения, при условии $\omega_0 > \omega_{01}$, связан с определяющими параметрами уравнением:

$$P = P_{кр0} \frac{A \left\{ \frac{V_{пр}}{V_0} + \left(1 - \frac{V_{пр}}{V_0} \right) \exp[-c_1 \omega_0 t_p] \right\}^{0,56}}{1 + (A-1) \left\{ \frac{V_{пр}}{V_0} + \left(1 - \frac{V_{пр}}{V_0} \right) \exp[-c_1 \omega_0 t_p] \right\}^{0,56}} - \rho_{мж} \omega_0^2 R_0 \delta_{ср} \quad (2)$$

Отсюда, после тождественных преобразований, ресурс работы МЖУ, обозначив $c = \rho_{мжс} \omega_0^2 R_0 \delta_{ср}$, можно записать в виде:

$$t_p = \frac{\ln \left[\frac{1 - \frac{V_{нр}}{V_0}}{1 - \frac{V_{нр}}{V_0}} \frac{V_{нр}}{V_0} \right]}{c_1 \omega_0} \quad (3)$$

Из анализа равенств (2),(3) следует, что существует такая величина угловой скорости вращения вала $\omega_{0\infty}$ ($\omega_{0\infty} > \omega_{01}$), при прочих заданных определяющих параметрах процесса ($P > 0$), при которой $t_p \rightarrow \infty$, т.е. эмульгирование МЖ из уплотнения прекращается. Тогда избыточное давление среды, при котором это возможно:

$$P = \frac{P_{кр,0} A \left(\frac{V_{нр}}{V_0} \right)^{0,56}}{1 - (A-1) \left(\frac{V_{нр}}{V_0} \right)^{0,56}} - \rho_{мжс} \omega_{0\infty}^2 R_0 \delta_{ср} \quad (4)$$

Аналитическое определение величин $\frac{V_{нр}}{V_0}$ затруднено в виду сложности описания процесса эмульгирования. Поэтому целесообразным в данном случае является экспериментальное нахождение, особенно для новых образцов МЖУ, асимптотических графических зависимостей $\frac{P_{кр}}{P_{кр,0}} = f(\omega_{0\infty}, t)$ (или $\frac{V_{нр}}{V_0} = f(\omega_{0\infty})$). Типовые виды этих зависимостей показаны на рисунке.

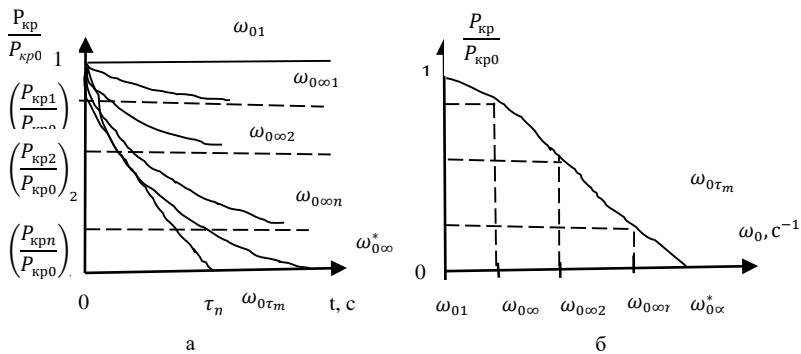


Рис. Типовые графические зависимости $\frac{P}{P_{кр,0}} = f(\omega_{0\infty}, t)$ - а, $\frac{P}{P_{кр,0}} = f(\omega_{0\infty})$ - б. Конкретный вид зависимостей находится экспериментально для новых конструктивных образцов МЖУ ($\omega_{0\tau_m} > \omega_{0\infty}^*$)

Для случая №2, когда эмульгирование МЖ, при некоторой заданной скорости вращения вала $\omega_{0\infty}^*$ и отсутствии избыточного давления среды, не прекращается до полного вымывания всего объема МЖ из зазора δ уплотнения ($\frac{V_{np}}{V_0} \rightarrow 0$), равенство (3) упрощается и принимает вид (при $P > 0$) [5,7]:

$$t_p = \frac{\ln \left[\frac{A(P_{кpo})}{P + \rho_{мж} \omega_0^2 R_0 \delta_{cp}} - (A-1) \right]}{c_1 \omega_0}, \quad (5)$$

где: $c_1 \sim Re^{0,5} \Gamma We^k$ - некоторый коэффициент, зависящий от определяющих параметров эмульгирования; $\Gamma = \frac{\eta}{\eta_{мж}}$ - критерий – симплекс; We – критерий Вебера; $Re = \frac{\omega_0 \delta^2}{\nu}$ - критерий Рейнольдса для течения герметизируемой среды, близкой к области уплотнителя; ν – кинематическая вязкость герметизируемой среды, $\eta_{мж}$ - динамическая вязкость МЖ; δ_{cp} - среднее значение высоты слоя МЖ в зазоре уплотнения, обычно $A = 3 \div 5$; $P_{кpo}$ – начальное критическое давление МЖУ в статическом режиме работы; $\rho_{мж}$ - плотность МЖ.

Для всех значений угловой скорости $\omega_0 > \omega_{0\infty}^*$ равенство (5) будет справедливо с нижеупомянутыми ограничениями.

Таким образом, равенства (3), (5) будут справедливы, если будет выполняться условие (1) эмульгирования МЖ из уплотнения, следовательно, угловая скорость вращения вала МЖУ должна удовлетворять неравенству

$$\omega_{01} \geq \frac{a\sigma}{\eta R_0} \quad (6)$$

С другой стороны, эта скорость не должна превышать величину

$$\omega_{0т} \leq \frac{(2 \div 4) M \setminus c}{R_0} \quad (7)$$

Из соображений того, что процесс должен быть близок к изотермическому.

Кроме того, центробежные инерционные силы не должны вызывать пробой уплотнения [6] при заданном значении избыточного давления жидкой технологической среды P

$$\omega_{0ц} \leq \sqrt{\frac{P_{кpo}}{k \rho_{мж} R_0 \delta_{cp}}}. \quad (8)$$

Здесь k – некоторый коэффициент запаса ($k = 1,3 \div 2$)

Если $\omega_{01} < \omega_{0r}$, то из величин, определяемых неравенствами (7), (8) должна быть выбрана наименьшая, тогда диапазон угловых скоростей вращения вала рабочего органа уплотнения, для которого применима формула (5) будет находиться в пределах

$$\omega_{0\infty}^* \leq \omega_0 \leq \omega_{0imin} \quad (9)$$

На основании изложенного, можно предложить следующий порядок оценочного (проектировочного) расчета работоспособности МЖУ для герметизации жидких сред.

1. Используя неравенство (9), задаемся величиной ω_0 , такой, чтобы она находилась в указанном диапазоне, затем, используя определяющие параметры уплотнения и процесса эмульгирования по формуле (5) находим ресурс работы МЖУ t_p .

2. Для решения обратной задачи необходимо задаться величиной ресурса t_p , (он должен быть в диапазоне $0 < t_p \leq \tau_m$). Здесь τ_m – время, за которое часть первоначального объема МЖ в зазоре уплотнения V_0 эмульгирует в сплошную жидкую среду до некоторого, задаваемого заранее соотношения $\frac{V}{V_0}$. Это соотношение определяется условиями эксплуатации МЖУ, его конструктивными особенностями и должно быть достаточно мало ($\frac{V}{V_0} \rightarrow 0$), при этом избыточное давление герметизируемой среды $P \approx 0$. Тогда τ_m есть не что иное, как время релаксации.

$$\text{Можно записать, что } \tau_m \approx \frac{1}{0,56c_1 \omega_{0imin}}.$$

Исходя из данных, приведенных в [3-5], можно заключить, что $\omega_0 \tau_m = Sh = const$ – модифицированный критерий Струхаля. По экспериментальным данным, имеющимся в распоряжении автора для однозубцового МЖУ обычной классической схемы, МЖ марки С1 - 20 (магнетит в кремнийорганическом масле, стабилизатор – полиметилселоксан) и герметизируемой среды – воды, $Sh \sim 10^6$.

Далее, используя равенство (5), определяется величина угловой скорости вращения вала уплотнения ω_0 . Если эта величина находится в диапазоне неравенства (9), то расчет адекватен, если нет, то необходимо подобрать такую величину t_p , чтобы указанное неравенство выполнялось.

Для проведения расчетов на работоспособность в дальнейшем удобно составлять в виде статистических таблиц или графиков зависи-

мости критерия Sh от определяющих параметров уплотнения, эксплуатации и процесса эмульгирования или разработать специальные компьютерные программы.

Очевидно, что при прочих равных условиях ресурс работы уплотнения для первого случая (выражение (3)) будет несколько больше. Для упрощенных расчетов во всех случаях можно использовать равенство (5), если ω_0 находится в диапазоне неравенства $\omega_{01} \leq \omega_0 \leq \omega_{0imin}$. Графики, подобные показанным на рисунке, можно использовать для определения таких скоростей вращения вала уплотнения ω_0 и соответствующих им избыточных давлений жидкой герметизируемой среды, при которых ресурс МЖУ будет максимальным, сравнимым с ресурсом работы уплотнения, герметизирующим газовую среду. Коэффициент C_1 может быть экспериментально определен из графических зависимостей $\frac{P_{кр}}{P_{кр.0}} = f(\omega_0, t)$, используя приближенное соотношение

$$C_1 \approx \frac{\ln \frac{P_{кр.0}}{P_{кр.}}}{\omega_0 t} \quad (10)$$

Процесс эмульгирования рабочего тела уплотнителя из МЖУ может быть описан в общем виде критериальным уравнением с точностью до коэффициента K и показателя степени k , которые находятся из эксперимента или дополнительных соотношений

$$Sh = K Re^{-0,5} \Gamma^{-1} We^{-k} \quad (11)$$

Есть основания полагать, что если $We < 1$, то $k \approx 2$.

$$K \sim \ln \left[\frac{A(P_{кр0})}{P + \rho_{МЖ} \omega_0^2 R_0 \delta_{ср}} - (A - 1) \right]$$

При необходимости увеличения давления среды P при заданной ω_0 или увеличении ω_0 при заданном P , следует переходить к другим методам увеличения ресурса t_p за счет конструктивных мероприятий, описанных в [7].

Выводы.

Найденные соотношения позволяют разработать эффективную и достаточно надежную методику, а также создать пакеты компьютерных программ испытаний и оценки работоспособности образцов МЖУ, герметизирующих жидкие технологические среды, химически нейтральные по отношению к уплотнителю – МЖ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. Фортье. Механика суспензий. / Пер. с французск; Под ред. З.П. Шульмана. М.: Мир, 1971. С. 264.
2. Дроздова В.И., Скроботова Т.В., Чеканов В.В. Экспериментальное изучение гидростатики межфазной поверхности феррожидкости. // Магнитная гидродинамика. Рига: «Зинатне», 1979. №1. С. 16-16.
3. Орлов Д.В., Федоров О.Л., Скроботова Т.В. Экспериментальное исследование ресурса магнитоожидкостных уплотнений при герметизации жидких сред // Магнитная гидродинамика. Рига: «Зинатне», 1989. №4. С. 127-130.
4. Федоров О.Л., Скроботова Т.В., Федоров С.О. Влияние процесса эмульгирования конечного объема магнитной жидкости на ресурс работы магнитоожидкостного устройства, контактирующего с жидкой немагнитной средой. // 11-я международная плеская конференция по магнитным жидкостям. Сборник научных трудов. Плес, Россия, сентябрь, 2004. С. 321-328
5. Федоров О.Л. Методы оценки ресурса работы магнитоожидкостных уплотнений, контактирующих с жидкой немагнитной средой // VII Международная ставропольская конференция по магнитным коллоидам. Сборник научных трудов. Ставрополь, Россия, 5-9 сентября 2021. С. 205-218
6. Нестеров С.А., Страдомский Ю.И. Влияние частоты вращения вала магнитоожидкостного герметизатора на удерживаемый перепад давления // VII Международная ставропольская конференция по магнитным коллоидам. Сборник научных трудов. Ставрополь, Россия, 5-9 сентября 2021. С. 205-218.
7. Федоров О.Л. Магнитоожидкостные устройства, контактирующие с жидкими немагнитными средами. Монография. Ставрополь: Изд-во «Кавказ-Полиграфия», 2004. 87 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОБЪЕМНОЙ ОЧИСТКИ СТОЧНЫХ ВОД ОТ НЕФТЕПРОДУКТОВ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Геннадьева А.М.¹, Калаева С.З.¹, Морозов Н.А.²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования

«Ярославский государственный технический университет»,
Российская Федерация, 150023, г. Ярославль, Московский пр-т., д. 88,
E-mail: gennadivalena@gmail.com¹

²ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический университет
имени В.И. Ленина»,

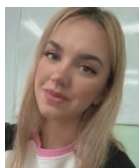
Российская Федерация, 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, д. 34

Аннотация. В данной работе рассматриваются результаты исследования возможности применения магнитной жидкости для объемной очистки нефтесодержащих сточных вод.

Ключевые слова: магнитная жидкость, нефтепродукты, железосодержащие отходы, объемная очистка воды.



КАЛАЕВА Сахиба Зияддиновна окончила Ярославский государственный технический университет в 1998 году. В 2023 году защитила диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме: «Минимизация антропогенного воздействия на окружающую среду магнитными жидкостями, синтезированными из промышленных отходов». Имеет более 250 научных публикаций, 27 патентов РФ. В настоящее время является заведующей кафедрой «Охрана труда и природы» ЯГТУ.



ГЕННАДЬЕВА Алена Максимовна окончила ЯГТУ в 2019 году по направлению «Химическая технология», профилю «Разработка, производство и контроль качества химико-фармацевтических препаратов и продуктов тонкого органического синтеза». В 2021 году окончила магистратуру ЯГТУ по программе «Химико-технологические процессы получения веществ, материалов и изделий». В настоящее время является аспирантом кафедры «Охрана труда и природы» ЯГТУ.



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. Автор более 250 научных публикаций, в том числе монографий, статей, учебно-методических пособий, авторских свидетельств, патентов РФ на изобретения. Область научных интересов – магнитожидкостные устройства. Работает доцентом кафедры электромеханики ИГЭУ. Работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ и Минобрнауки РФ.

Проблема нефтесодержащих сточных вод крайне важна для охраны окружающей среды. Нефть и нефтепродукты, попадающие в сточные воды, могут привести к серьезным загрязнениям водных объектов, что негативно сказывается на биоразнообразии, здоровье людей и животных. Для решения этой проблемы существуют различные технологии очистки сточных вод, включая физико-химические методы, биологическую очистку, сорбцию и др. Важно также проводить контроль за сбросами нефтепродуктов и разработать строгие экологические нормативы для предотвращения загрязнений водных ресурсов.

Работа по решению проблемы нефтесодержащих сточных вод требует совместных усилий государственных органов, предприятий, научных учреждений и общественности. Важно также проводить мониторинг и контроль за состоянием водных ресурсов, чтобы оперативно реагировать на возможные загрязнения [1].

Непосредственные действия по очистке нефтесодержащих сточных вод должны быть комплексными и эффективными, чтобы минимизировать негативное воздействие на природу и обеспечить сохранение экологического баланса. Поэтому представленные исследования в области объемной очистки сточных вод от нефтепродуктов являются важными для защиты окружающей среды и здоровья людей.

Благодаря последним научным разработкам, была создана технология очистки нефтесодержащих сточных вод с помощью магнитной жидкости. Этот метод значительно повышает эффективность процесса очистки, позволяя удалять нефтепродукты и другие загрязнители из воды быстро и эффективно [2].

Магнитные жидкости представляют собой коллоидные системы, состоящие из наночастиц магнитных материалов (магнетита), стабилизированных в жидкости. Они обладают уникальными свойствами, такими как способность к изменению формы под воздействием магнитного поля и способность притягивать к себе частицы нефти и нефтепродуктов из воды.

Использование магнитных жидкостей ограничено их высокой стоимостью. Однако использование отходов для производства этих жидкостей не только снижает их стоимость, но и помогает предотвратить негативное воздействие этих отходов на окружающую среду [3].

В нашей работе магнитная жидкость была синтезирована из промышленных железосодержащих отходов. Известно, что в качестве сырья для синтеза магнитной жидкости используются ионы двух- и трехвалентного железа. Источником двухвалентного железа явился FeSO_4 (отход травления стальных листов ОАО «Северсталь»), а в качестве источника трехвалентного железа – один из отходов: пыль с электрофиль-тров ОАО «Северсталь» (г. Череповец) или отход Оленегорского ГОК,

или ваграночная пыль с ПАО «Автодизель» (г. Ярославль). Были выбраны именно эти отходы, поскольку в их составе преобладает содержание железа в виде оксидов, вплоть до 76%. Для сравнения также нами был синтезирован магнетит из чистых веществ: хлорида железа (III) и сульфата железа(II).

Синтез магнитной жидкости происходил в 2 этапа:

Осаждение магнетита конденсационно-химическим методом;

Диспергирование полученного магнетита при интенсивном перемешивании и нагревание на глицериновой бане при постоянной температуре 95°C в течение 1,5-2 часов. В качестве жидкости-носителя был использован керосин, в качестве ПАВ – олеиновая кислота.

Свойства полученных МЖ приведены в табл. 1.

Таблица 1. Свойства образцов магнитной жидкости

№ МЖ	Отход, использованный в качестве сырья	Плотность, кг/м ³	Намагниченность насыщения, кА/м	Объемная доля магнетита, %
1	Ваграночная пыль с ПАО «Автодизель»	700	5,72	1,56
2		900	12,65	4,15
3	Отход Оленегорского ГОК	790	7,96	2,87
4		1220	15,09	7,09
5	Чистые вещества	830	10,15	3,06

Полученные образцы магнитной жидкости (Fe₃O₄) были охарактеризованы с помощью физических методов анализа. Для подтверждения структуры и состава материала были получены спектры образцов на ИК-Фурье-спектрометре RX (Perkin Elmer) с приставкой НПВО Spectrum Two, в интервале частот 400–4000 см⁻¹.

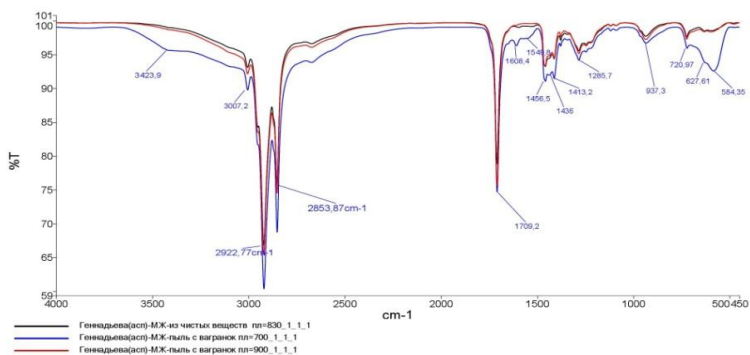


Рис. 1. Ик-спектр образцов МЖ, полученные из пыли с вагранок с плотностями 700 и 900 кг/м³

Полосы поглощения от 584 до 627 см^{-1} соответствует колебанию связей Fe-O в кристаллической решетке магнетита (Fe_3O_4).

Для олеиновой кислоты характерны полосы неплоских δ - колебаний OH-групп в -COOH, характеризующиеся частотами в области 937 см^{-1} , 1285 см^{-1} – карбоксильная группа, полоса 1413 см^{-1} указывает на симметричные колебания карбоксилат-ионов, полосы 1436 и 1456 см^{-1} определяют деформационные колебания в результате изменения углов связи CH_2 , 1549 см^{-1} – колебаниями ароматических C-C связей, 1608 см^{-1} – ароматическая структура бензольного ряда, полоса поглощения 1709 см^{-1} характеризует валентные колебания связи C=O в карбонильных группах, 2853 – симметричные колебания CH_2 и CH_3 , 2922 – ассиметричные валентные колебания CH_2 , 2954 – ассиметричные валентные колебания CH_3 .

Керосин соответствует полосам поглощения: 2853 – симметричные колебания CH_2 и CH_3 , 2922 – ассиметричные валентные колебания CH_2 , 2954 – ассиметричные валентные колебания CH_3 . Полоса 3007 см^{-1} обусловленная валентными колебаниями C-H.

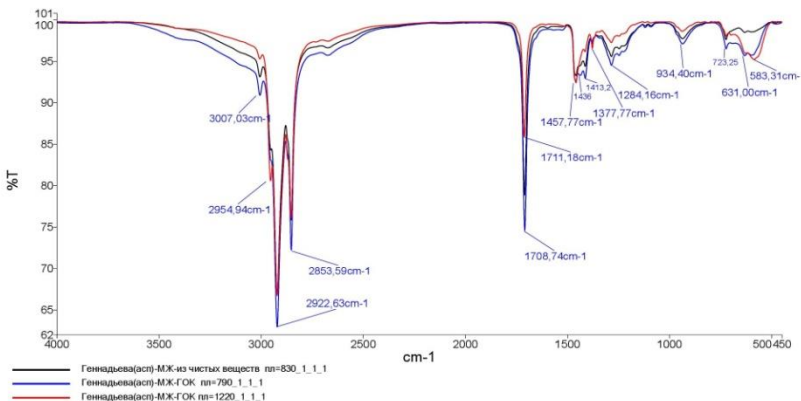


Рис. 2 . Ик-спектр образцов МЖ, полученные из отхода ГОК с плотностями 790 и 1220 $\text{кг}/\text{м}^3$

Полосы поглощения от 583 до 631 см^{-1} соответствует колебанию связей Fe-O в кристаллической решетке магнетита (Fe_3O_4).

Для олеиновой кислоты характерны полосы неплоских δ - колебаний OH-групп в -COOH, характеризующиеся частотами в области 934 см^{-1} , 1284 см^{-1} – карбоксильная группа, 1377 см^{-1} деформационные колебания CH_3 -группы, полоса 1413 см^{-1} указывает на симметричные колеба-

ния карбоксилат-ионов, полосы 1436 и 1457 см^{-1} определяют деформационные колебания в результате изменения углов связи CH_2 , полосы поглощения 1708 и 1711 см^{-1} характеризуют валентные колебания связи $\text{C}=\text{O}$ в карбонильных группах, 2853 – симметричные колебания CH_2 и CH_3 , 2922 – ассиметричные валентные колебания CH_2 .

Керосин соответствует полосам поглощения: 2853 – симметричные колебания CH_2 и CH_3 , 2922 – ассиметричные валентные колебания CH_2 , Полоса 3007 см^{-1} обусловленная валентными колебаниями $\text{C}-\text{H}$.

Для объемной очистки воды от НП с помощью МЖ нами было использовано устройство, описанное в патенте № 2602566 от 20.11.2016 [4].

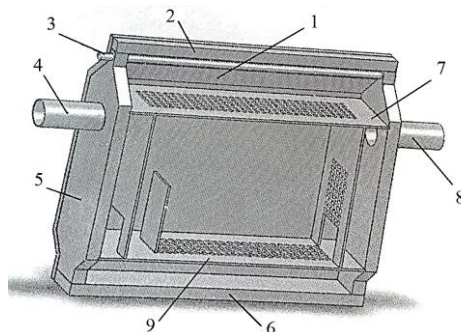


Рис. 3. Установка очистки сточных вод от нефтепродуктов с помощью магнитной жидкости:

- 1 – боковая стальная стенка, 2 – верхняя крышка, 3 – трубка для откачки омагниченного НП, 4 – трубка для откачки очищенной воды, 5 – боковая стенка, 6 – дно,
- 7 – верхняя пластина с отверстиями и двумя перегородками, 8 – трубка для подачи воды с омагниченным НП, 9 – нижняя перегородка с отверстиями и ограничительной перегородкой

Магнитожидкостный очиститель представляет собой ячейку, в которой боковые стальные стенки установлены параллельно друг другу и сужаются в верхней части под углом 45° . К боковым стенкам прикреплены постоянные магниты, которые располагаются в два яруса по всей длине стенки согласно положению полюсов север-юг, чтобы замыкался магнитный поток. В верхней части ячейки магнитное поле больше, чем в зазоре между постоянными магнитами, что позволяет задерживаться омагниченному нефтепродукту. Так же в ячейке установлены разделяющие пластины с отверстиями, расположенные над и под магнитами. Эти пластины разделяют ячейку на три слоя: верхний, где находятся омагниченные НП, средний, где находится металлическая стружка, и нижний, где находятся тяжелые нефтепродукты.

Принцип работы магнитожидкостного очистителя заключается в следующем. Сточная вода с частицами МЖ поступает в ячейку через трубу 8, заполняя пространство между частицами ферромагнитного материала, который находится в виде стружки. При перепаде давления капли нефтепродуктов в воде соприкасаются с плёнкой МЖ на поверхности стружки. МЖ имеет родственную среду с нефтепродуктами и поэтому они активно взаимодействуют, и капли нефтепродукта слипаются с МЖ, растворяясь в ней. В результате на поверхности стружки образуется слой омагниченного нефтепродукта. Под действием силы Архимеда нефтепродукт начинает подниматься вверх. По мере того как сточные воды проходят через фильтрующий коалесцентный материал, содержание нефтепродуктов в них снижается. Очищенная вода выводится через патрубок для отвода очищенной воды под номером 4. Тяжелый нефтепродукт, который не может подняться, попадает в отстойник через нижние отверстия в перегородке. В верхних слоях НП удерживается, а затем откачивается через отверстия в трубке 3.

В ходе эксперимента варьировали соотношение МЖ:НП. Результаты эксперимента представлены в табл. 2.

Таблица 2. Результаты эксперимента по очистке воды

№ МЖ	Плотность, кг/м ³	Соотношение МЖ:НП	Начальная концентрация НП, мг/дм ³	Конечная концентрация НП, мг/дм ³
1	700	1/2	100	4
		1/4		5
		1/6		7
		1/8		7
		1/10		12
		1/12		18
2	900	1/2	100	3
		1/4		4
		1/6		6
		1/8		6
		1/10		17
		1/12		21
3	790	1/2	100	5
		1/4		5
		1/6		6
		1/8		6
		1/10		10
		1/12		15
4	1220	1/2	100	5
		1/4		7
		1/6		8
		1/8		1

№ МЖ	Плотность, кг/м ³	Соотношение МЖ:НП	Начальная концентрация НП, мг/дм ³	Конечная концентрация НП, мг/дм ³
		1/10		8
		1/12		11
5	830	1/2	100	3
		1/4		4
		1/6		5
		1/8		5
		1/10		16
		1/12		19

На основании полученных результатов, была рассчитана эффективность (степень) объемной очистки воды от нефтепродуктов с помощью магнитной жидкости. Результаты представлены на рис. 4.

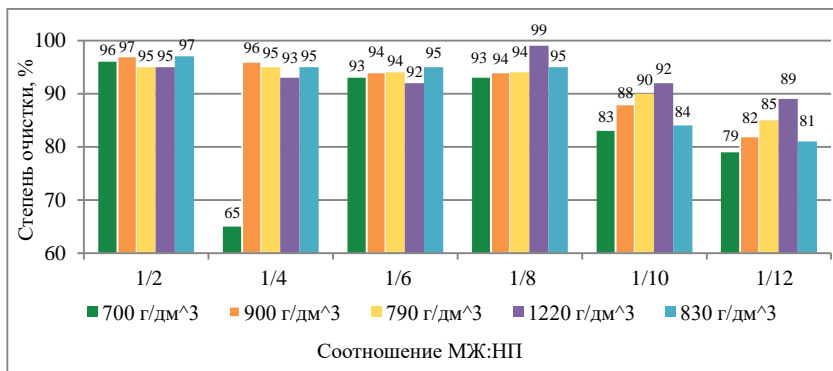


Рис. 4. Диаграмма зависимости эффективности очистки воды от плотности МЖ и соотношения МЖ:НП

Из диаграммы видно, что при объемной очистке сточной воды от нефтепродуктов наиболее приемлемо использовать магнитную жидкость с плотностью 1220 г/дм³.

Исследование показало, что магнитные жидкости эффективно притягивают нефтепродукты из воды, образуя компактные агрегаты, которые можно легко удалить с помощью внешнего магнитного поля. Была установлена зависимость между эффективностью очистки воды от нефтепродуктов и плотностью магнитной жидкости. Дальнейшие исследования в данной области могут привести к разработке новых технологий для очистки нефтезагрязненных сточных вод.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gahramanly J. N. Features of process of purification of a water surface from oil and oil products by foamed polymeric sorbents on the basis of polymeric mixture / *Wiertnictwo, Nafta, Gaz*. Т. 28, z. 1-2, 2011, С. 149–152.
2. Морозов Н.А. Исследование магнитных жидкостей, предназначенных для очистки воды от нефтепродуктов / Морозов Н.А., Страдомский Ю.И., Макаров В.М., Калаева С.З. // *Вестник Ивановского государственного энергетического университета*. 2007. № 3. С. 41-44.
3. Новопашин С.А. Методы синтеза магнитных жидкостей / Новопашин С.А., Серебрякова М.А., Хмель С.Я. // *Теплофизика и аэромеханика*. 2015. Т. 22. № 4. С. 411-427.
4. Пат. № 2602566 РФ, МПК C02F 1/48, C02F 1/40. Способ очистки воды от нефтепродуктов с помощью магнитной жидкости и устройство его реализации / Ю.И. Страдомский, Н.А. Морозов; заявитель и патентообладатель ФГБОУ ВПО «Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина» (ИГЭУ): № 2015112535/05; заявл. 06.04.2015 публ.: 20.11.2016.

КОНФИГУРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТОНКОМ КОНТАКТНОМ СЛОЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ МЕЖДУ ТВЕРДОЙ НЕМАГНИТНОЙ СТЕНКОЙ И КОАКСИАЛЬНОЙ СИСТЕМОЙ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ

Иванов А.С.¹, Косков М.А.², Крыласова О.С.³

^{1, 2, 3} «Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук» филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Пермского федерального исследовательского центра Уральского отделения Российской академии наук, Российская Федерация, 614013, г. Пермь, ул. Академика Королева, д. 1
E-mail: krylasova.o@icmm.ru³

Аннотация. Исследуется распределение напряженности магнитного поля в окрестности магнитожидкостной опоры, состоящей из дисковых магнитов, чередующихся с пластиковыми проставками. Проведено численное моделирование конфигурации магнитного поля с помощью программы FEMM. Показано, что модель корректно описывает эксперимент, что позволяет в дальнейшем использовать полученный подход для проектирования одноосных магнитожидкостных акселерометров.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитная сборка, магнитожидкостный акселерометр



ИВАНОВ Алексей Сергеевич окончил ПГУ по специальности «Радиофизика» в 2006 году. В 2023 году защитил диссертацию на соискание ученой степени д.ф.-м.н. по теме «Гидродинамика капельных агрегатов и немагнитных тел, погруженных в магнитную жидкость». В настоящее время является заведующим лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.



КОСКОВ Михаил Андреевич окончил ПГУ в 2021 году по направлению магистратуры «Прикладные математика и физика». В настоящее время м.н.с. лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.



КРЫЛАСОВА Ольга Сергеевна окончила Пермский государственный университет в 2023 году по направлению подготовки бакалавров «Прикладные математика и физика». В настоящее время продолжает обучение в магистратуре ПГНИУ и является инженером лаборатории динамики дисперсных систем ИМСС УрО РАН.

Важным этапом конструирования датчиков, магнитожидкостных опор и подвесов является расчет градиентного магнитного поля, создаваемое системой постоянных магнитов. На основе данного расчета

можно сделать вывод о распределении магнитной жидкости в зазоре, расчет сил, действующих на левитирующее в слое магнитной жидкости тело и т.д. В прикладном плане актуальной задачей является проектирование одноосного магнитоожидкостного акселерометра, инертный элемент которого находится в подвесе из магнитной жидкости [1]. Чувствительный к малым ускорениям элемент такого акселерометра может состоять из системы аксиально намагниченных дисковых или кольцевых магнитов [2]. Попытки создания такого прибора уже ведутся и на данный момент предложены варианты его конструкции [3]. Однако на сегодняшний день коммерчески успешных образцов по-прежнему нет, поскольку изготовление такого устройства несет в себе ряд технических трудностей. В [4] экспериментально и теоретически исследуется задача, чья геометрия есть имитация чувствительной к силам инерции механической части инерционных одноосных магнитоожидкостных датчиков. В процессе описания поведения магнитной жидкости в зазоре между элементом, представляющим собой магнитную сборку из чередующихся дисковых/кольцевых магнитов и пластиковых проставок, и немагнитной стенкой, установлено, что принципиально одинаковые сборки с разными геометрическими параметрами по-разному поддерживают маг-

нитную жидкость в зазоре. Целью данной работы стало исследование распределения напряженности магнитного поля в окрестности магнитоожидкостной опоры, состоящей из дисковых или кольцевых магнитов, чередующихся с пластиковыми проставками.

Исследуемая магнитная сборка представляет собой чередование 10 постоянных дисковых магнитов диаметром 5 мм и высотой 1.5 мм с пластиковыми проставками, при этом вся сборка залита слоем эпоксидной смолы. Длина такой системы составляет 32.4 мм, а диаметр 5.71 мм. В сборке использованы магниты “неодим-железо-бор N35”, которые намагничены аксиально. Данная сборка покрывается тонким слоем магнитной жидкости и помещается в трубку внутренним радиусом 3.03 мм и длиной 1.5 м. В результате движения этой сборки зазор покрывается равномерным слоем магнитной жидкости, как показано на рис. 1.

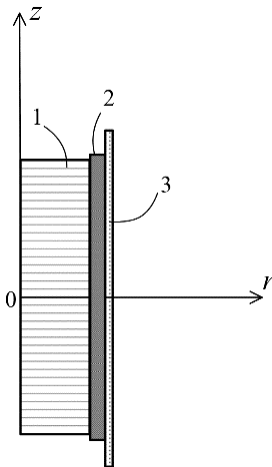


Рис. 1. Магнитная сборка 1, покрытая слоем магнитной жидкости 2, находится в немагнитной трубке 3

Моделирование конфигурации магнитного поля производилось с помощью программы FEMM (Finite Element Method Magnetics). Для решения магнитостатических задач FEMM использует магнитный векторный потенциал \mathbf{A} , ротор которого равен магнитной индукции \mathbf{B} . С помощью метода конечных элементов программой решается уравнение

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu(\mathbf{B})} \nabla \times \mathbf{A} \right) = \mathbf{J}.$$

Расчетная область ограничена вертикальной линией, отвечающей оси симметрии, и полукруглой внешней областью. Помимо самих магнитов на модели представлен тонкий слой эпоксидной смолы, покрывающей эту сборку, прямая, ограничивающая зазор, а также тонкий слой магнитной жидкости. Для достоверности моделирования слоя магнитной жидкости использовалась кривая намагничивания той же жидкости, которая использовалась в оригинальном эксперименте. Размер сетки, покрывающей расчетную область, определялся из соображений сходимости и экономии вычислительных ресурсов. На внешней области выполняется открытое граничное условие [5], а на вертикальной границе условие на непрерывность нормальной компоненты векторного потенциала и равенство нулю его тангенциальной составляющей. Для моделирования поля магнитной сборки было выбрано два случая, при которых зазор был заполнен магнитной жидкостью частично и полностью. На рис.2 представлены результаты расчета для частичного заполнения, а на рис. 3 для сплошного.

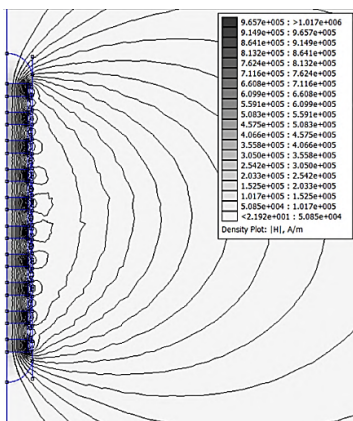


Рис. 2. Конфигурация магнитного поля
вблизи магнитной системы
при частичном заполнении зазора

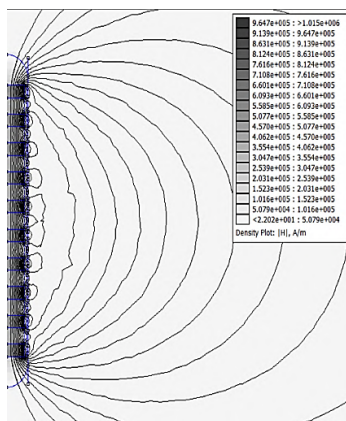


Рис. 3. Конфигурация магнитного поля
вблизи магнитной системы
при сплошном заполнении зазора

Заполнение производилось по предварительно рассчитанным изолиниям магнитного поля [6]. С целью проверки результатов также рассчитывалась магнитная энергия каждой из двух систем. Энергетически выгодным оказалось состояние, при котором зазор покрыт сплошным слоем магнитной жидкости ($W_{\text{спл}} = 0.07442$, $W_{\text{част}} = 0.07452$). Данная модель корректно описывает поведение сборки в эксперименте, что в дальнейшем позволит использовать описанный подход для подбора оптимальных параметров таких систем в будущем. Решение подобной задачи позволит приблизиться к получению успешного образца одноосного магнитожидкостного акселерометра.

Работа выполнена в рамках крупного научного проекта при финансовой поддержке Минобрнауки России (соглашение № 075-15-2024-535 от 23.04.2024).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Qian L., Li D. Use of Magnetic Fluid in Accelerometers // J. of Sensors. 2014. No. 375623.
2. Ряполов П. А. и др. Динамика газожидкостной магнитной системы в неоднородном поле кольцевого магнита // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2019. Т. 9. №. 3. С. 79-87.
3. Косков М. А., Иванов А. С. Магнитная система одноосного инерционного магнитожидкостного акселерометра // Вестник Ивановского государственного энергетического университета. 2022. №. 6. С. 26-36.
4. Иванов А.С., Косков М.А., Сомов С.А. Сила трения коаксиального слоя магнитной жидкости при равномерном поступательном движении стенок / VIII Ставропольская международная конференция по магнитным коллоидам, 10-14 сентября 2023 г., сбор. труд. // Ставрополь: СКФУ, 2023. С. 64-66.
5. Chen Q., Konrad A. A review of finite element open boundary techniques for static and quasi-static electromagnetic field problems // IEEE Transactions on Magnetics. 1997. Т. 33. №. 1. С. 663-676.
6. Берковский Б.М., Медведев В.Ф., Краков, М.С. Магнитные жидкости. М.: Химия, 1989. 240 с.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ НАСОСА-ДОЗАТОРА НА ОСНОВЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Пелевина Д.А., Меркулов Д.И., Меркулова И.И.,
Турков В.А., Налетова В.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова,

Российская Федерация, 119991, г. Москва, Ленинские горы,

E-mail: pelevina.daria@gmail.com¹

Аннотация. Теоретически исследован подъем поршня насоса-дозатора на основе магнитной жидкости, содержащей тело из намагничивающегося материала, в приложенном вертикальном однородном магнитном поле. В данной работе предполагается, что сферическое тело закреплено под поршнем насоса-дозатора и может подниматься. Модель учитывает нелинейную зависимость намагниченности магнитной жидкости от магнитного поля.

Ключевые слова: магнитная жидкость, насос-дозатор, однородное магнитное поле.

ПЕЛЕВИНА Дарья Андреевна, к.ф.-м.н, с.н.с. НИИ Механики МГУ, доцент кафедры гидромеханики мех.-мат. факультета МГУ.

МЕРКУЛОВ Дмитрий Игоревич, к.ф.-м.н, с.н.с. НИИ Механики МГУ.

МЕРКУЛОВА Инна Игоревна, ведущий программист НИИ Механики МГУ

ТУРКОВ Владимир Андреевич, к.ф.-м.н, доцент, в.н.с. НИИ Механики МГУ

НАЛЕТОВА Вера Арсеньевна, д.ф.-м.н., профессор, в.н.с. НИИ Механики МГУ.

1. Введение. Магнитная жидкость (МЖ) — это коллоидный раствор ферромагнитных частиц наноразмеров в несущей жидкости. В [1,2] изложены различные модели МЖ и приведены решения классических задач феррогидродинамики. Изменение формы поверхности МЖ в неоднородных магнитных полях может применяться при создании насосов, дозаторов и клапанов. Были предложены следующие интересные патенты [3-5] на насосы и дозаторы на основе МЖ.

В работах, приведенных выше, описаны насосы, управляемые неоднородным магнитным полем постоянных магнитов или электромагнитов. В отличие от этих работ в [6] использовано внешнее однородное поле, а неоднородность создается намагничивающимся телом, закрепленным на дне сосуда с МЖ, что позволяет создать насосы-дозаторы малых размеров. В статье [6] предполагается, что магнитная проницаемость МЖ постоянна, что применимо в малых магнитных полях. Во введении приведен обзор различных перекачивающих и дозирующих устройств на основе МЖ.

В данной работе теоретически исследован подъем поршня, в новом

прототипе насоса-дозатора, в котором тело прикреплено к поршню и может подниматься вместе с ним. Модель учитывает нелинейную зависимость намагниченности MF от поля, что позволяет рассмотреть случай больших полей.

2. Модель движения поршня, разделяющего MF и немагнитную жидкости. Рассмотрим задачу о движении вверх поршня, разделяющего MF и немагнитную жидкости (NMF), в приложенном однородном вертикальном магнитном поле H_∞ . Под поршнем закреплено хорошо намагничивающееся сферическое тело. В начальный момент времени включается магнитное поле H_∞ . При этом уровень MF в сосуде f увеличивается из-за притока MF из кюветы ff по каналу (2); поршень и намагничивающееся тело поднимаются, выталкивая NMF в сливной канал (1) (рис. 1). Далее индексы p, b, s, f обозначают параметры поршня, сферического тела, перекачиваемой жидкости (NMF), MF.

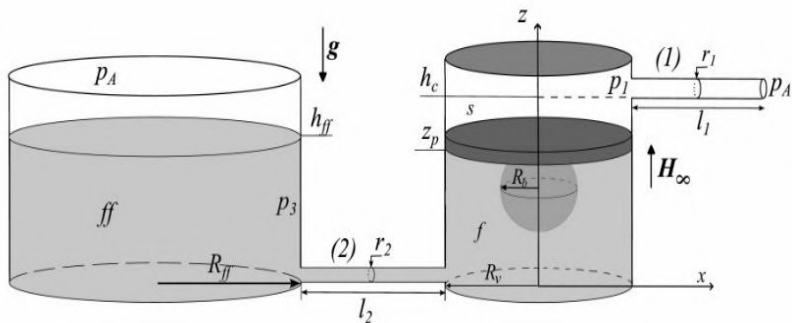


Рис. 1. Схема дозирующего устройства

Пусть MF находится в закрытом сверху цилиндрическом сосуде f радиуса R_v . Сферическое тело из намагничивающегося материала с магнитной проницаемостью μ_b радиуса R_b , массой m_b закреплено в центре поршня (массой m_p , площадью S_p , толщиной d_p) под ним (рис. 1). Введем вертикальную ось z , которая проходит через ось цилиндрического сосуда, $z = 0$ на дне сосуда. Численные значения параметров приведены в табл. 1 ($\rho_{f,s}$, $\eta_{f,s}$ — плотности и вязкости жидкостей, S_{ff} — площадь дна сосуда ff , $r_{1,2}$ — радиусы каналов (1) и (2)). Положение поршня в любой момент времени определяет z -координата его контакта с MF — z_p .

Таблица 1. Численные параметры, при которых проводился расчет

MF	$\rho_f = 1.1 \text{ г/см}^3, M_{fs} = 5 \text{ Гс}, \mu_f = 1.37, \eta_f = 0.02 \text{ П}$
NMF	$\rho_s = 0.87 \text{ г/см}^3, \mu_s = 1, \eta_s = 0.7 \text{ П}$
Тело	$\rho_b = 1.3 \text{ г/см}^3, \mu_b = 100, R_b = 0.6 \text{ см}$
Поршень	$m_p = 0.178 \text{ г}, R_p = 0.615 \text{ см}, d_p = 0.3 \text{ см}$
Размеры кюветы	$h_c = 2.5 \text{ см}, R_v = R_p, z_0 = 1.35 \text{ см}, S_{ff} = 11.9 \text{ см}^2, l_1 = 3.2 \text{ см}, l_2 = 27.5 \text{ см}, r_{1,2} = 0.1 \text{ см}$

Сделаем следующие предположения: намагниченность MF зависит от напряженности магнитного поля $M_f = M_f(H)$, $\chi_f(H) = M_f/H$, ($\mu_f = 1 + 4\pi\chi_f$); намагниченность NMF равна нулю $M_s = 0$, $\chi_s = 0$; намагниченность тела линейно зависит от напряженности магнитного поля $M_b = \chi_b H$, $\chi_b = \text{const}$ ($\mu_b = 1 + 4\pi\chi_b$); задача решается с учетом силы тяжести в безындукционном приближении $4\pi M_f/H \ll 1$.

Закон движения поршня в проекции на ось z имеет вид ($m = m_p + m_b$):

$$m\ddot{z}_p = -mg + \int_{S_p} \left(p_{zz}^s(z = z_p + d_p) - p_{zz}^f(z_p) \right) dS + \int_{S_b} p_{zj}^f n_b^j dS \quad (1)$$

Здесь n_b – нормаль внешняя к телу. Тензор напряжений имеет вид:

$$p_{ij} = -p g_{ij} + \tau_{ij}, \tau_{ij} = \frac{H_i B_j}{4\pi} - \frac{H^2}{8\pi} g_{ij} \quad (2)$$

До момента включения магнитного поля жидкости находятся в покое и в равновесии (h_{ff} – координата поверхности жидкости в кювете ff):

$$t = 0 : z_p = z_0, h_{ff} = h_{ff0}, \dot{z}_p = 0 \quad (3)$$

Высота h_{ff0} зависит от z_0 , высоты сливного отверстия h_c , до которого налита NMF, и других параметров следующим образом ($M^* = m - \rho_f V_b$)

$$h_{ff0} = z_0 \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_f} \right) + (h_c - d_p) \frac{\rho_s}{\rho_f} + \frac{M^*}{\rho_f S_p} \quad (4)$$

Давления в жидкостях. При расчетах в сосудах ff и f пренебрегаем течением жидкостей, так как скорость в данных сосудах мала ($R_v \gg \max(r_1, r_2)$). Уравнения гидростатики жидкостей в сосуде f имеют вид:

$$-\nabla p_i + \rho_i \vec{g} + M_i \nabla H = 0, \quad i = f, s \quad (5)$$

Проинтегрировав уравнения (5) с учетом $\mu_s = 1$, $\mu_f = \mu_f(H)$, получим формулы для давлений в жидкостях в сосуде f :

$$p_s = C_s - \rho_s g z, \quad p_f = C_f - \rho_f g z + U_m, \quad U_m = \int_0^H M_f dH \quad (6)$$

Здесь U_m – потенциал магнитной силы. Если намагничённость задана формулой Ланжевена [1,2] $M_f = M_{fs} L(\xi) (L = \text{cth}(\xi) - 1/\xi, \xi = \xi^* \cdot H, \xi^* = 3\chi_{of}/M_{fs})$, тогда

$$U_m = M_{fs} (\ln(\sinh \xi) - \ln(\xi)) / \xi^* \quad (7)$$

Считается, что на выходе из канала (1) и на свободной поверхности MF в кювете ff при $z = h_{ff}$ давление атмосферное $p = p_A$. В сосуде ff (в частности на входе в канал (2)) магнитное поле отсутствует $H=0$.

Жидкости считаются несжимаемыми. В трубках (1), (2) формируется течение Пуазейля (длины трубок - l_i , площади - $S_i, k_i = 8\pi\eta_i l_i/S_i, i=1,2$). Константы C_f и C_s в формуле (6) определяются из граничных условий:

$$C_s = |\dot{z}_p| \frac{S_p k_1}{S_1} + p_A + \rho_s g h_c, \quad C_f = p_A - |\dot{z}_p| \frac{S_p k_2}{S_2} + \rho_f g h_{ff} \quad (8)$$

Сила, действующая на поршень.

$$F_p = \int_{S_p} \left(p_{zz}^s(z = z_p + d_p) - p_{zz}^f(z = z_p) \right) dS \quad (9)$$

Перепад напряжений на поршне с учетом (2) имеет вид:

$$p_{zz}^s(z = z_p + d_p) - p_{zz}^f(z = z_p) = p_f(z_p) - p_s(z_p + d_p) + \Delta\tau_{zz}, \\ \Delta\tau_{zz} = \tau_{zz}^s(z = z_p + d_p) - \tau_{zz}^f(z = z_p)$$

Так как материал поршня немагнитный $M_p = 0$, то, используя теорему Остроградского-Гаусса ($\nabla^j \tau_{ij} e^i = M_p \nabla H = 0$) и осевую симметрию, получим $\tau_{zz}^s(z = z_p + d_p) = \tau_{zz}^s(z = z_p)$.

Скачок тензора $[\tau_{zz}]_f^s$ на поверхности MF имеет вид [4]:

$$\Delta\tau_{zz} = \tau_{zz}^s(z_p) - \tau_{zz}^f(z_p) = -2\pi [M_z^2]_f^s \quad (10)$$

В безындукционном приближении $\Delta\tau_{zz} \ll U_m$ им можно пренебречь. Таким образом:

$$F_p = \int_{S_p} \left(p_f(z_p) - p_s(z_p + d_p) \right) dS = \quad (11) \\ = -g S_p \left(\rho_f z_p - \rho_s (z_p - d_p) \right) + (C_f - C_s) S_p + \int_{S_p} U_m(z_p) dS$$

Сила $F_{Mp} = \int_{S_p} U_m(z_p) dS$ не зависит от координаты поршня z_p , так как центр тела находится на фиксированном расстоянии от поршня.

Сила, действующая на тело.

$$F_b = \int_{S_b} p_{zj}^f n_b^j dS = \int_{S_b} (-p^f n_b^z + \tau_{zj}^f n_b^j) dS = \\ = \int_{V_f} (\nabla_z p_f - \nabla^j \tau_{zj}^f) dV + \int_{S_f} (-p_f n_z^f + \tau_{zj}^f n_f^j) dS \quad (12)$$

Здесь V_f – объем MF, S_f – замкнутая поверхность контакта MF с сосудом f и поршнем, n^f – нормаль внешняя к MF.

Используя выражения (5) и (10) в безындукционном приближении $\int_{S_f} \tau_{zj}^f n_f^j dS \approx 0$ из (12) получим:

$$F_b = -\rho_f g (S_p z_p - V_b) - \int_{S_p} p_f(z_p) dS + \int_{S_v} p_f(z=0) dS \quad (13)$$

Здесь S_v – поверхность дна сосуда f .

Суммарная сила. Суммируя (11) и (13), получим силу, действующую на систему поршень и тело, со стороны жидкостей:

$$F = F_p + F_b = -\rho_f g (S_p z_p - V_b) + \int_{S_v} p_f(0) dS - \int_{S_p} p_s(z_p + d_p) dS \quad (14)$$

С учетом (4), (6), (8), при $S_p = S_v$, когда рассматривается движение поршня вверх $\dot{z}_p > 0$, суммарная сила примет вид ($\rho_f^* = \rho_f + \rho_f S_p / S_{ff}$):

$$F = -S_p^2 \left(\frac{k_2}{s_2} + \frac{k_1}{s_1} \right) |\dot{z}_p| + S_p g (\rho_s - \rho_f^*) (z_p - z_0) + mg + F_M, \quad (15)$$

$$F_M = \int_{S_v} U_m(z=0) dS \quad (16)$$

Уравнение движения поршня. Уравнение движения поршня (1) имеет вид аналогичный выражению, полученному в [6], только здесь m – суммарная масса поршня и тела:

$$m \dot{z}_p = -S_p^2 \left(\frac{k_2}{s_2} + \frac{k_1}{s_1} \right) |\dot{z}_p| + S_p g (\rho_s - \rho_f^*) (z_p - z_0) + F_M \quad (17)$$

Выражение для магнитного поля вне сферического тела имеет вид [7] ($D = R_b^3 (\mu_s - \mu_b) / (2\mu_s + \mu_b)$, $z_b = z_p - R_b$):

$$H = |\nabla \varphi|, \quad \varphi = H_\infty (z - z_b) + \\ + D H_\infty (z - z_b) / (x^2 + y^2 + (z - z_b)^2)^{\frac{3}{2}} \quad (18)$$

Интеграл F_M назовем магнитной силой, эта сила нелинейно зависит от координаты поршня z_p . Уравнение движения поршня (17) в магнитном поле (18) является нелинейным и решается численно методом Рунге-Кутты с учетом начальных условий. Расчеты проведены при параметрах из табл. 1.

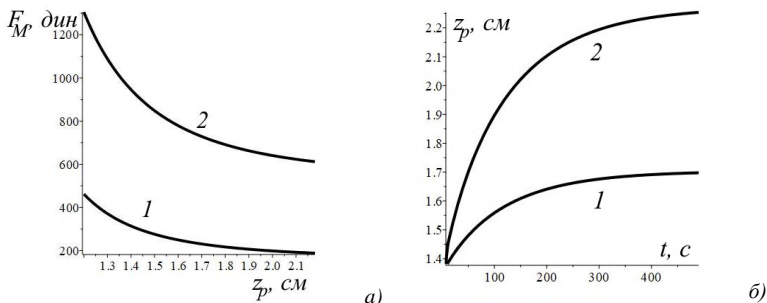


Рис. 2. а) Зависимость магнитной силы F_M , действующей на поршень и тело от положения поршня z_p ; б) Зависимость положения поршня z_p от времени t (линия 1 – $H_\infty = 100$ Э, линия 2 – $H_\infty = 200$ Э).

Магнитная сила F_M может быть вычислена как функция z_p , (рис.2а). Сила F_M увеличивается при увеличении приложенного поля и при приближении ко дну сосуда. Магнитная сила F_{Mp} , действующая на поршень, соответствует максимальному значению F_M при $z_p = 2R_b$.

Примеры зависимостей положения поршня от времени приведены на рис. 2б линия 1 – $H_\infty = 100$ Э, линия 2 – $H_\infty = 200$ Э. Чем больше приложенное магнитное поле H_∞ , тем больше скорость, а также высота подъема поршня. Графики на рис. 2б асимптотически стремятся к равновесному положению поршня z_{pst} .

Равновесное смещение поршня Δz_p может быть получено из уравнения (17) и описывается выражением:

$$\Delta z_p = z_{pst} - z_0 = F_M(z_{pst})/S_p g(\rho_f^* - \rho_s) \quad (24)$$

Полный объем дозируемой немагнитной жидкости V_s при $z_p = z_{pst}$ линейно зависит от Δz_p : $V_s = S_p \Delta z_p$. Объем V_s возрастает при увеличении поля, и совпадает с таким же объемом в насосе, в котором тело находится на дне сосуда.

5. Заключение.

Теоретически исследован вариант насоса-дозатора на основе взаимодействия тела из намагничивающего материала и магнитной жидкости в однородном магнитном поле. Рассмотрен случай, когда тело скреплено с поршнем, и теоретически показано, что тело может подниматься вместе с поршнем.

Получено уравнение для определения положения поршня, разделяющего магнитную и перекачиваемую жидкости от времени.

Показано, что магнитная сила, действующая на поршень и тело, в таком варианте насоса совпадает с магнитной силой, действующей на поршень в случае, когда тело закреплено на дне. При этом равновесное смещение поршня и тела совпадает с равновесным смещением поршня в насосе, в котором тело закреплено на дне.

Предложенная теория, учитывающая нелинейную зависимость намагниченности магнитной жидкости от поля, подходит, как для малых, так и для больших магнитных полей.

Управление процессом перекачивания происходит бесконтактно с помощью однородного магнитного поля. Это позволяет уменьшать размеры устройства, которые не ограничиваются характерными размерами изменения магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 20-71-10002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Р. Розенцвейг. Феррогидродинамика //М.: Мир, 1989.
2. В. А. Налетова. Лекции по феррогидродинамике. //М.: МГУ, 2005.
3. Кубасов А.А. Способ работы магнитожидкостного насоса. Авторское свидетельство RU 2120566, (НИИ Механики МГУ), 1998.
4. Емельянов С.Г. Дозатор газа. Авторское свидетельство RU 101818, МПК G01F 11/00 (ЮЗ ГУ), 2010.
5. Сайкин М.С. Электромагнитный мембранный насос. Авторское свидетельство RU 145770, МПК F04B 17/04 (ИГЭУ), 2014.
6. Волкова У.В., Меркулов Д.И. и пр. Движение поршня, разделяющего магнитную и немагнитную жидкости, в магнитном поле. // Известия РАН. МЖГ, 2023. № 1. С. 115-126.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. //М.: Наука, 1992.

ВИБРОИСПЫТАНИЯ ДЕМПФЕРА НА ОСНОВЕ МАГНИТНОГО ЭЛАСТОМЕРА

Сомов С.А.^{а, 1}, Косков М.А.^а, Иванов А.С.^а, Степанов Г.В.^б

^а ФГБУН Институт механики сплошных сред УрО РАН,
Российская Федерация, 614013, г. Пермь, ул. Академика Королева, д. 1

^б Государственный научно-исследовательский институт химии
и технологии элементоорганических соединений

E-mail: somov.s@icmm.ru¹

Аннотация. Представлена конструкция для виброиспытаний пассивной демпфирующей системы, где рабочим телом является магнитный эластомер с порошковым наполнителем. Проведены испытания данной системы. В результате измерений получены амплитудно-частотные характеристики демпфера. Показано значительное улучшение демпфирующих свойств устройства при вибрационных воздействиях на резонансной частоте под действием магнитного поля.

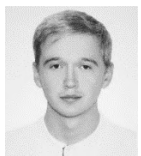
Ключевые слова. Магнитный эластомер, виброиспытания, пассивная демпфирующая система.



ИВАНОВ Алексей Сергеевич окончил ПГУ по специальности «Радиофизика» в 2006 году. В 2023 году защитил диссертацию на соискание ученой степени д.ф.-м.н. по теме «Гидродинамика капельных агрегатов и немагнитных тел, погруженных в магнитную жидкость». В настоящее время является заведующим лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.



КОСКОВ Михаил Андреевич окончил ПГУ в 2021 году по направлению магистратуры «Прикладные математика и физика» В настоящее время является м.н.с. «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН



СОМОВ Сергей Андреевич окончил ПГУ в 2018 году по направлению магистратуры «Радиофизика» и в 2022 году аспирантуру по направлению «механика жидкости, газа и плазмы». В настоящее время инженер лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.



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 70 статей, 8 патентов РФ.

Введение.

Повсеместное использование электронного оборудования обуславливает необходимость исследований, направленных на разработку и усовершенствование средств защиты электронных устройств от ударных и вибрационных воздействий [1]. В настоящее время для этой цели используются различные по конструкции демпфирующие системы. Широкое применение нашли демпферы, рабочее тело которых изготовлено из высокоэластичных материалов [2, 3]. Часто используется силиконовая резина, например, в изделии [4]. Активно обсуждается целесообразность изготовления демпфирующих систем с применением ферроэластов – магнитных силиконовых композитов [5–7]. Ферроэласт представляет собой упругую силиконовую матрицу с порошковым наполнителем из ферромагнитного материала, равномерно распределённого по всему объёму тела. Частицы наполнителя имеют микронные и субмикронные размеры. Интерес к демпферам на основе ферроэластов обусловлен возможностью управления упругими свойствами и формой рабочего тела демпфера при помощи внешнего магнитного поля [8]. Обе возможности используются при создании как пассивных, так и активных систем виброзащиты [9]. Данная работа посвящена исследованию пассивного демпфера новой конструкции (автор – Г. В. Степанов, ГНИ-ИХТЭОС, г. Москва).

Работа посвящена испытаниям одного из типов магнитного эластомера с порошковым ферромагнитным наполнителем.

Конструкция.

Устройство демпфера представлено на рис. 1. Демпфер состоит из опытного образца (2), представляющего собой два цилиндра с отверстием в центре, помещённых между тремя дисковыми неодимовыми магнитами (3), каждый из которых расположен разноимёнными полюсами относительно другого. Магниты создают ponderomotive силы, воздействующие на магнитный эластомер внутри цилиндров. Конструкция фиксируется на направляющем стержне (4) с помощью резьбовых шайб. Направляющий стержень также служит основой для крепе-

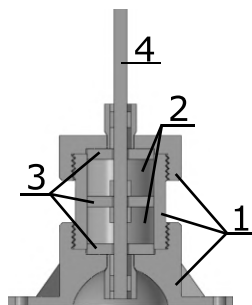


Рис. 1. Конструкция демпфера:
 1 – пластиковый корпус,
 2 – опытный образец (эластомер),
 3 – неодимовые магниты,
 4 – направляющий стержень

ния грузов, что позволяет имитировать реальные условия вибрационного воздействия. В альтернативной конструкции демпфера система из неодимовых магнитов заменялась на алюминиевые диски с теми же геометрическими параметрами, что и магниты.

Вся конструкция помещена в пластиковый корпус (1), напечатанный на 3D-принтере Tevo Tornado из пластика PETG. Пластиковый корпус обеспечивает защиту и устойчивость конструкции, а также предотвращает её механические повреждения. Для надёжной фиксации на металлическом столике устройство закрепляется с помощью десяти 5-мм болтов. Сам металлический столик прикрепляется к вибростенду с помощью одного 8-мм болта, проходящего через гравер, что предотвращает возможные смещения и повороты столика во время вибрационных испытаний.

Проведение испытаний.

Первые испытания проводились с магнитной системой демпфера. Вся конструкция демпфера была установлена на вибростенд, способный воспроизводить вибрации с усилием до 1000 Н и частотой от 2 Гц до 5 кГц. Датчики, обеспечивающие измерение вибрационных характеристик, приклеивались к металлической плите и грузу, зафиксированному на направляющем стержне, с помощью цианакрилового клея. Испытания проводились по заранее разработанному сценарию, включающему последовательные этапы изменения частоты и ускорения. Все настройки испытаний, а также сбор и обработка полученных данных осуществлялись с использованием специализированного программного обеспечения VisProbe SL от Виском. Следующее испытание проводилось с немагнитной системой по аналогичному сценарию для сравнения результатов.

Результаты испытаний.

Полученные результаты представлялись в виде амплитудно-частотных (АЧХ) и фазово-частотных характеристик (ФЧХ), а также коэффициента передачи (рис. 2), который является отношением амплитуды выходного сигнала к амплитуде входного сигнала. На рис. 2 видно сильное влияние поля постоянных магнитов на АЧХ демпфера. Магнитное поле влияет на положение основного резонансного максимума и на величину коэффициента передачи на резонансной частоте $\omega_{рез}$. В отсутствие магнитов резонансная частота составила $\omega_{рез} = 25$ Гц, а коэффициент передачи на $\omega_{рез}$ равен 2.1. Действие поля постоянных магнитов приводит к увеличению резонансной частоты до 30 Гц, уменьшая при этом коэффициент передачи на $\omega_{рез}$ до 1.6. Однако на частотах $\omega > \omega_{рез}$ демпфер с постоянными магнитами оказывается менее эффективным. При достижении частот выше 1500 Гц отличия становятся малозаметными.

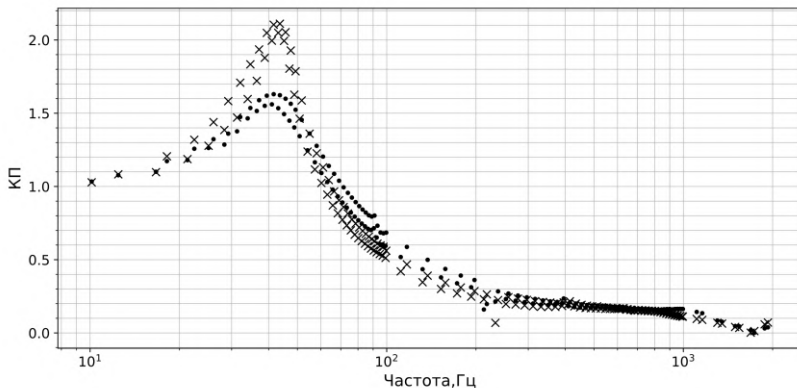


Рис. 2. Коэффициент передачи вертикального виброускорения в зависимости от частоты: круг – с магнитами; крест – без магнитов

Работа выполнена в рамках крупного научного проекта при финансовой поддержке Минобрнауки России (соглашение № 075-15-2024-535 от 23.04.2024)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ГОСТ 24346-80 // М.: Стандартинформ, 2010. 28 с.
2. Мартин Дж.М., Смит У.К. Производство и применение резинотехнических изделий. // СПб.: Профессия, 2006. 480 с.
3. Сергаева М.Ю., Цисс В.Г. Обоснование работоспособности виброзащиты систем авиационного оборудования // Омский научный вестник. Механика, машиностроение, 2005. Т. 30. № 1.
4. Damper E1E931S & E1E4045 Datasheet. Hutchinson Stop-Choc GmbH & Co.KG. Reningen, 2014.
5. Горбунов А.И., Михайлов В.П., Степанов Г.В., Борин Д.Ю., Андриянов А.А., Темнов Д. В., Семеренко Д.А. Исследование свойств и новое применение магнитных силиконовых композитов // Вестник МГТУ имени Н.Э. Баумана. Серия «Машиностроение», 2008. Вып. 70. № 1. с. 90–107.
6. Михайлов В.П., Зобов И.К., Селиваненко А.С. Демпфер на основе магнитореологического эластомера для активной виброизоляции нанотехнологического оборудования // Инженерный журнал: наука и инновации: электронное научно-техническое издание, 2013. Вып. 18. № 6, 50.
7. Васьюк В.М., Гребенюк С.Н., Решевская Е.С. Определение напряженно-деформированного состояния эластомерного виброизолятора // Вісник Запорізького національного університету, 2015. № 3. с. 36–41.
8. Райхер Ю.Л., Столбов О.В. Деформация эллипсоидального образца феррогеля в однородном магнитном поле // Прикладная механика и техническая физика, 2005. Т. 46. № 3. - с. 153–164.
9. Руководство по проектированию виброизоляции машин и оборудования. // М.: Стройиздат, 1972. 160 с.

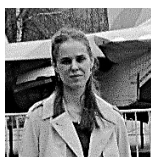
КОНСТРУКТИВНЫЕ ПУТИ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ДАТЧИКОВ ВИБРАЦИЙ

Сплендер П.В.¹, Сайкин М.С.

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»,
Российская Федерация, 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34
E-mail: Splender03@mail.ru¹

Аннотация. Проведен обзор и анализ существующих конструкций магнито-жидкостных датчиков контроля вибраций технического оборудования. На основании проведенных численных исследований предложены пути совершенствования конструкций магнито-жидкостных датчиков вибраций, направленные на снижение погрешности проводимых измерений и повышение воспроизводимости их результатов.

Ключевые слова: магнито-жидкостный датчик вибраций, магнитная жидкость, чувствительный элемент, постоянный магнит



СПЛЕНДЕР Полина Владимировна студентка 4 курса электроэнергетического факультета Ивановского государственного энергетического университета им. В.И. Ленина. Направление обучения «Электротехника и электроэнергетика». Имеет 2 публикации с индексированием в РИНЦ.



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 «Полус». В 1998 году в МЭИ (ТУ) защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Разработка и исследование электромеханических магнито-жидкостных герметизаторов специального технологического оборудования». Имеет более 350 публикаций, в том более 60 статей, 58 разработок, защищённых охранными документами, 3 монографии. С 2000 года доцент кафедры теоретических основ электротехники и электро-технологий ИГЭУ, «Заслуженный изобретатель России».

Введение

При проведении контроля уровня вибраций технологического оборудования необходимо обеспечить требуемую точность результатов измерений, за счет снижения уровня возникающих погрешностей [1, 2].

Для проведения диагностики уровня вибраций целесообразно использовать магнито-жидкостные датчики вибраций (МЖДВ) [3]. На рис. 1 представлена конструкция МЖДВ [4].

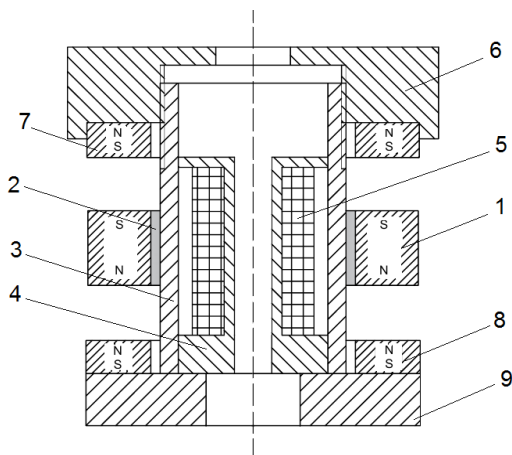


Рис. 1. Магнитожидкостный датчик с внешним расположением чувствительного элемента

Чувствительный элемент 1 представляет собой кольцевой постоянный магнит. При возникновении вибраций оборудования чувствительный элемент перемещается в осевом направлении с минимальным коэффициентом трения за счёт его левитации в магнитной жидкости (МЖ) 2. Магнитная жидкость удерживается пондеромоторной силой между внутренней поверхностью чувствительного элемента и внешней цилиндрической поверхностью немагнитопроводного корпуса 3.

В каркасе 4 в форме немагнитопроводной катушки расположена обмотка 5, в которой наводится электродвижущая сила (ЭДС) пропорциональная частоте вибраций оборудования. Аналоговый сигнал, полученный на выходе обмотки, обрабатывается электронным блоком и усиливается.

В торцевой крышке 6 установлен кольцевой постоянный магнит 7, который имеет возможность осевого перемещения, что позволяет производить настройку датчика в зависимости от требуемого диапазона измеряемых частот. Магнит 8 установлен на немагнитопроводном основании 9. Магниты 7 и 8 ориентированы одноименными полюсами относительно полюсов чувствительного элемента 1, образуя магнитный подвес. Силы отталкивания препятствуют соприкосновению магнитов магнитного подвеса.

Актуальность работы связана с поиском конструктивных путей, направленных на повышения точности измерений уровня вибраций и разрешающей способности, а также снижением времени переходного процесса в заданном диапазоне измеряемых частот.

Конструктивные пути повышения точности измерений

При контроле уровня вибраций технологического оборудования для любой конструкции МЖДВ должно выполняться условие равенства зазоров $\delta_1 = \delta_2$. Чувствительный элемент 1 должен располагаться на линии $O - O'$, а любое отклонение от этой линии приводит к возникновению погрешности измерений (рис. 2).

Основной недостаток конструкций МЖДВ заключается в наличии силы тяжести, которая действует на чувствительный элемент и вызывает его смещение в сторону основания магнита 8.

Компенсация силы тяжести, действующей на чувствительный элемент, возможна двумя основными способами:

- увеличением площади кольцевого постоянного магнита магнитного подвеса, установленного на основании МЖДВ;
- установкой на основании МЖДВ кольцевого постоянного магнита с повышенными энергетическими показателями, значениями остаточной магнитной индукции B_r и коэрцитивной силы H_c .

С целью нахождения соотношений размеров верхнего и нижнего постоянных магнитов магнитного подвеса проведены численные исследования распределения магнитной индукции в области нахождения магнитного подвеса. С этой целью использовалась интегрированная среда FEMM. Результатом расчета является значение величины средней магнитной индукции в зазорах δ_1 и δ_2 .

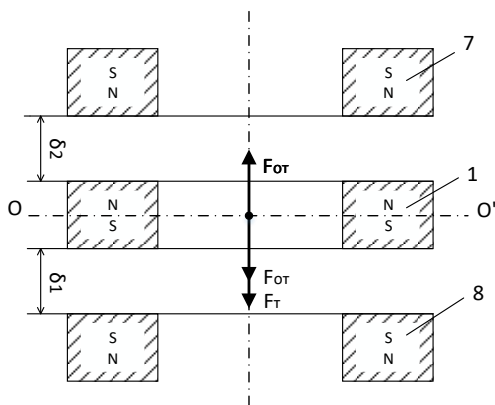


Рис. 2. Распределение сил в магнитном подвесе магнитожидкостного датчика вибраций

В ходе исследований фиксировались размеры верхних магнитов магнитного подвеса. Эти размеры выбирались из технических условий

Пышменского опытного завода «Гиредмет». Постоянные магниты имели следующие параметры: величина коэрцитивной силы составляла $H_c=557$ кА/м, а величина остаточной магнитной индукции составляла $B_r=0,82$ Тл.

В табл. 1 представлены результаты численных исследований, из которых следует, что площадь нижних магнитов магнитного подвеса больше площади верхних магнитов на 15–49%.

Таблица 1 Геометрические соотношения между постоянными магнитами магнитного подвеса

Размеры верхнего магнита магнитного подвеса	Сила тяжести чувствительного элемента F_T , Н	Размеры нижнего магнита магнитного подвеса	Относительное увеличение площади нижнего магнита, %
K12×8×3	0,02	K12,7×8×3	20
K17×8×5	0,07	K18,6×8×5	26
K25×18×6	0,1	K27,8×18×6	49
K32×18×6	0,3	K33,6×18×6	15
K40×20×10	0,8	K44,5×20×10	32

Компенсировать силу тяжести чувствительного элемента можно за счет увеличения коэрцитивной силы и остаточной индукции нижнего магнита магнитного подвеса на 17–23%. Это достигается выбором постоянного магнита с группой на две единицы выше, чем группа верхнего магнита магнитного подвеса.

Для повышения точности измерений уровня вибраций используется конструкция магнитожидкостного датчика вибраций с замкнутым магнитопроводом [5] (рис. 3).

Внутри магнитопровода МЖДВ находится корпус 1, изготовленный из немагнитопроводного материала. На корпусе расположена измерительная обмотка 2, а подвижный чувствительный элемент 3 представляет собой постоянный кольцевой магнит и расположен внутри корпуса.

В зазоре между корпусом 1 и чувствительным элементом 3 заправлена магнитная жидкость 4. Магнитопровод состоит из двух втулок 5 и 6, обращённых друг к другу. Втулка 5 опирается на втулку 7, которая изготовлена из немагнитопроводного материала и опирается на магнитопроводное кольцо 8. У втулки 6 выполнен выступ 9, а у втулки 5 - выступ 10. Выступ 9 нижней втулки 6 и выступ 10 верхней втулки 5 находятся внутри корпуса 1 и являются магнитным подвесом для чувствительного элемента 3. В обеих втулках предусмотрены сквозные отверстия 11 и 12. Отдельные пластины постоянного магнита имеют форму сегментов 13. Постоянные магниты чередуются с пластинами из

немагнитопроводного материала, имеющими аналогичную магнитам форму. Немагнитопроводное кольцо 15 предназначено для фиксации постоянных магнитов и немагнитопроводных пластин. Внешнюю цилиндрическую поверхность втулки 5 охватывает кольцо, состоящее из чередующихся магнитопроводных 16 и немагнитопроводных 17 пластин. С наружной стороны магнитопроводных и немагнитопроводных пластин расположено немагнитопроводное кольцо 18, имеющее возможность поворота вокруг оси устройства. На цилиндрической поверхности втулки 5 и внутренних цилиндрических поверхностях магнитопроводных 16 и немагнитопроводных 17 пластин выполнена резьба.

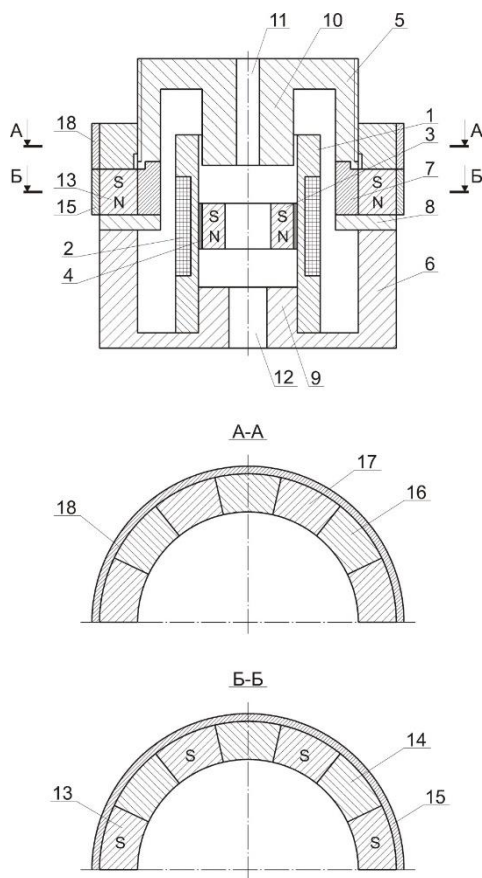


Рис. 3. Магнитожидкостный датчик вибраций с замкнутым магнитопроводом

Для контроля вибраций технологического оборудования втулка 6 магнитопровода фиксируется на поверхности оборудования. Вибрации технологического оборудования вызывают колебания подвижного чувствительного элемента 3. Он перемещается вдоль оси корпуса 1 без соприкосновения с его внутренними стенками и приводит к наведению ЭДС, изменение которой повторяет частоту вибраций. Магнитная жидкость 4 обеспечивает левитацию чувствительного элемента. Между магнитным подвесом и чувствительным элементом возникают силы отталкивания, которые препятствуют их соприкосновению.

Конструкция датчика имеет возможность плавного регулирования чувствительности измерений, которое достигается поворотом магнитопроводных 16 и немагнитопроводных 17 пластин. Они закреплены внутри немагнитопроводного кольца 18. При повороте кольца 18 изменяется положение магнитопроводных 16 и немагнитопроводных 17 пластин по отношению к постоянным магнитам 13. В этом случае происходит изменение силы отталкивания чувствительного элемента 3 от торцевых поверхностей выступа 9 и выступа 10.

Для данной конструкции проведены численные исследования величины магнитной индукции в различных сечениях МЖДВ с магнитопроводом при использовании постоянных магнитов при изменении величины их коэрцитивной силы. В ходе проведения расчетов она составляла 540, 620, 700, 780, 860 кА/м.

В качестве примера на рис. 4 приведён расчётный график распределения магнитной индукции в зазоре для кольцевого магнита с коэрцитивной силой 540 кА/м. Значение максимальной магнитной индукции для этого магнита составило 0,12 Тл.

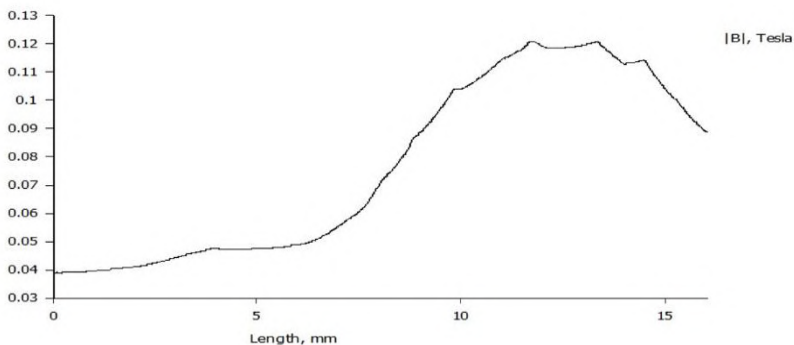


Рис. 4. Расчётный график распределения магнитной индукции в зазоре

Заключение

Основные результаты работы состоят в следующем:

- разработаны основные конструктивные пути совершенствования конструкций магнитожидкостных датчиков вибраций;
- выполнены расчетные исследования, и получены относительные соотношения между размерами статических постоянных магнитов магнитного подвеса датчика;
- результаты численных исследований показывают, что значения магнитной индукции в зазоре находятся в диапазоне от 0,12 до 0,19 Тл при изменении коэрцитивной силы постоянных магнитов от 540 до 860 кА/м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Датчики: Справочное пособие / Под общ. ред. В.М. Шаропова, Е.С. Полищука. М.: Техносфера. 2012. 624 с.
2. Фрейдин Я. Современные датчики. Справочник. М.: Техносфера, 2021. 800 с.
3. Сайкин М.С., Федосеева В.П. Разработка магнитожидкостных датчиков диагностики динамического состояния технических объектов./ Современное наукоёмкие технологии. Региональное приложение». 2020. N3 (63). С.83-97.
4. Сайкин М.С., Федосеева В.П. Разработка и исследование магнитожидкостных вибродатчиков с магнитным подвесом на кольцевых постоянных магнитах / Вестник Рыбинского государственного авиационно-технического университета имени П.А.Соловьёва. – Изд-во (РГАТУ имени П.А.Соловьёва), N 3 (58), 2021, С.65-71.
5. Сайкин М.С. Устройство для измерения вибраций. Патент на полезную модель, Российская Федерация N 217791 RU, МПК G01H 11/02, Приоритет от 18.02.2023, опубл. 18.04.2023, Бюл. N11. Заявка N 2023103102.

МАГНИТОЖИДКОСТНЫЙ ДЕМПФЕР – ЛИНЕЙНЫЙ ГЕНЕРАТОР

Казakov Ю.Б., Егоров И.С., Нестеров С.А.

ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»

Российская Федерация, 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34

Аннотация. Рассмотрена совместная работа объединенного в одном устройстве магнитожидкостного демпфера и линейного электрического генератора. Показана целесообразность перераспределения энергии колебаний в энергию диссипации управляемого вязкого трения в МЖ и электрическую энергию генератора, эффективность совместного демпфирования колебаний.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитожидкостный демпфер, линейный электрический генератор, математический анализ



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, 21 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ, 7 монографий. Научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики. Доктор технических наук, профессор кафедры Электромеханики ИГЭУ, действительный член АЭН РФ.



ЕГОРОВ Иван Сергеевич, окончил магистратуру ИГЭУ в 2020 г., защитил ВКР на тему «Электромеханический магнитожидкостный демпфер». Имеет 13 научных публикаций, в том числе 1 свидетельство на полезную модель. В настоящий момент является аспирантом кафедры Электромеханики.



НЕСТЕРОВ Сергей Александрович, окончил Ивановский энергетический институт в 2011 г. 2019 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: Совершенствование моделей и конструкций поршневых электромеханических магнитожидкостных демпферов. Имеет 88 научных публикаций. В настоящее время является заведующим кафедры Электромеханики ИГЭУ.

При совмещении в одном устройстве магнитожидкостного демпфера (МЖД) и электромеханического линейного генератора (ЭЛГ), например, в подвесках транспортных средств с демпфированием колебаний кузова при движении или при работе от двигателей внутреннего сгорания (ДВС), появляется возможность перераспределять энергию колебаний между процессами управляемой вязкостной диссипации

энергии в слоях магнитной жидкости (МЖ) и преобразования части энергии в электрическую энергию.

На основе проведенного анализа выявлена предпочтительность цилиндрической конструкции МЖД-ЭЛГ с фазными кольцевыми катушками в пазах статора, линейно перемещающегося штока вместе с индуктором с постоянными магнитами и МЖ в зазоре. Конструктивно МЖД [1, 2] и ЭЛГ [3] интегрированы друг с другом [4] (рис. 1).

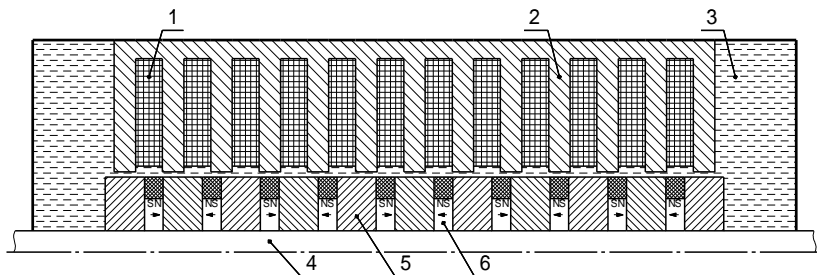


Рис. 1. Линейный магнитожидкостный демпфер-генератор:
 1 – обмотка; 2 – сердечник статора; 3 – МЖ; 4 – шток; 5 – полюс индуктора;
 6 – постоянный магнит

При работе системы МЖД-ЭЛГ силе $F_{шт}(t)$, действующей от источника колебаний на подвижный элемент (шток вместе с индуктором ЭЛГ), со стороны МЖ противодействует сила вязкостного сопротивления МЖД $F_{МЖД}(t)$ и электромагнитная сила $F_{ЭЛГ}(t)$, возникающая в ЭЛГ. Характеристики динамического перемещения подвижного элемента с массой $G_{пэ}$, изменения его координаты $x_{пэ}(t)$ и скорости $v_{пэ}(t) = \frac{dx_{пэ}}{dt}$ определяются из механического расчета системы МЖД-ЭЛГ на основе дифференциального уравнения баланса сил

$$F_{шт}(t) - F_{МЖД}(t) - F_{ЭЛГ}(t) = F_{пэ}(t) = G_{пэ} \left(\frac{d^2 x_{пэ}}{dt^2} \right). \quad (1)$$

МЖ обладает нелинейными реологическими свойствами с начальным напряжением сдвига τ_0 (рис. 2), которые тем сильнее отличаются от свойств ньютоновской жидкости, чем меньше скорость сдвига слоев МЖ $\gamma = dv_{МЖ}/dy$ ($v_{МЖ}$ – скорость течения МЖ, y – ортогональное скорости течения МЖ направление) и больше концентрация магнитных частиц. Скорости $v_{МЖ}$ и $v_{пэ}$ различаются в соотношении объемов индуктора и МЖ в зазоре, обычно $v_{МЖ} \gg v_{пэ}$.

При представлении МЖ вязкопластичным телом используют динамическое напряжение сдвига τ_d , характеристика МЖ описывается как $\tau =$

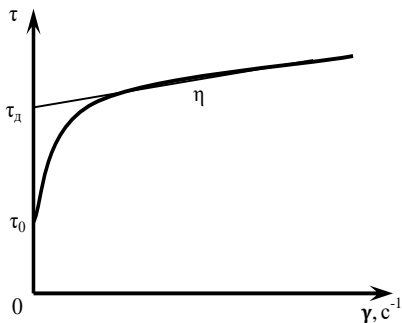


Рис. 2. Реологическая характеристика псевдопластичного тела

$(\tau_d + k\gamma)$, где $\eta = \tau/\gamma$ - вязкость МЖ, k – коэффициент. С ростом индукции B магнитного поля, усиливающим взаимодействие магнитных частиц в МЖ, η , τ_0 , τ_d увеличиваются, для некоторых МЖ более чем на порядок. При изменении B их изменение происходит с миллисекундными задержками. Таким образом, τ_0 , $\tau_d = f(B)$, $\eta = f(\gamma, B)$. Нелинейные магнитореологические характеристики одной из МЖ, представлены на (рис. 3).

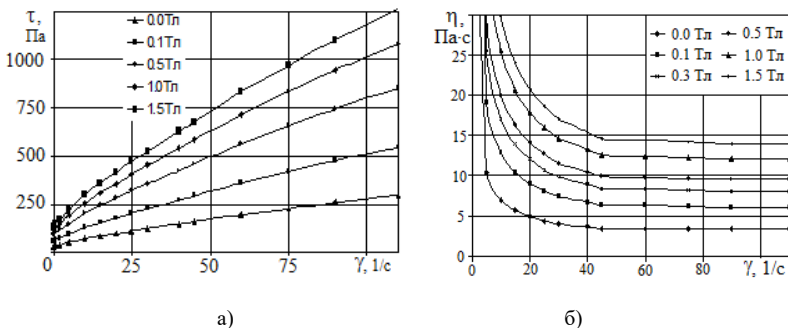


Рис. 3. Магнитореологические характеристики МЖ:
а - напряжение сдвига; б - вязкость

$F_{\text{МЖД}}(t)$ может быть представлена как [5]

$$F_{\text{МЖД}}(t) = F_{\tau} + F_{\eta} + F_{\text{тр}} = \frac{cL_{\text{ПЭ}}S_{\text{ПЭ}}\tau_d(B)}{2R} + \frac{3L_{\text{ПЭ}}S_{\text{ПЭ}}[Q + R\omega v_{\text{ПЭ}}(t)]\eta(\gamma, B, I)}{2Q\omega R^3} + K_{\text{тр}}(P \pm F_{\text{м.тяж}}), \quad (2)$$

где F_{τ} - сила, вызываемая напряжением сдвига; c - константа, зависящая от свойств МЖ и конструкции МЖД; R – величина зазора; $L_{\text{ПЭ}}$, $S_{\text{ПЭ}}$ - длина и сечение подвижного элемента; F_{η} – сила вязкостного трения слоев МЖ; ω – окружная длина щелевого канала МЖД; Q – расход МЖ; F_f - сила трения в подшипниках скольжения и трения МЖ о стенки конструкции МЖД-ЭЛГ; $K_{\text{тр}}$ – коэффициент трения; P – сила тяжести индуктора; $F_{\text{м.тяж}}$ – сила

одностороннего магнитного тяжения при наличии эксцентриситета зазора; I - подмагничивающий ток ЭЛГ.

В статичном режиме под действием магнитного поля в МЖ формируется структура магнитных частиц. Для приведения МЖ в движение необходимо приложить усилие страгивания, определяемое τ_0 , что позволяет эффективно воздействовать на характер изменения $F_{шт}(t)$ при малых γ , в том числе для свободнопоршневых ДВС на этапах сжатия смеси, воспламенения и расширения в цилиндрах и низкочастотные колебания штока. Возрастание $v_{пэ}$ и γ от состояния покоя разрушает структуры магнитных частиц, F_τ снижается. И, наоборот, с повышением $v_{пэ}$ и γ возрастает F_η .

Характер изменения во времени $F_{шт}(t)$ для разных источников колебаний может быть разным. При принятии допущения о гармоническом законе перемещения подвижного элемента при возвратно-поступательном движении со скоростью $v_{пэ}(t) = v_{пэ.max} \sin(\omega_x t)$, где $v_{пэ.max}$ – амплитуда скорости подвижного элемента, изменение координаты ПЭ описывается соотношением $x_{пэ}(t) = -\frac{v_{пэ.max}}{\omega_x} \cos(\omega_x t)$, где $\omega_x = 2\pi f_x$ – угловая частота изменения координаты, f_x – механическая частота гармонического колебания индуктора.

Изменение на полюсном делении $h_{пол}$ индукции в зазоре B_δ при наличии зубчатости сердечника статора, явнополюсности индуктора, схемы распределения обмотки статора по пазам, нелинейности характеристики намагничивания может иметь разный характер. При принятии допущения о гармоническом законе изменения на полюсном делении B_δ , с максимальным значением $B_{\delta,max}$, в фазе обмотки статора наводится ЭДС частоты $f_e = f_x L_{пэ} / h_{пол}$ [6]

$$E_k(t) = 2B_{\delta,max} \cos\left(2\pi \frac{L_{пэ}}{h_{пол}} f_x t\right) L_{пэ} \pi f_x \sin(2\pi f_x t) lW, \quad (3)$$

где $L_{пэ}$ – рабочий ход индуктора, обычно равный его длине; l , W – длина витка и число витков фазы обмотки статора, при целочисленности полюсов индуктора $2p = L_{пэ} / h_{пол}$.

Электрический расчет системы «ЭЛГ-электрическая нагрузка» производится на основе уравнения баланса электрического равновесия. При подключении к обмотке ЭЛГ нагрузки возникает ток $I(t)$, вызывающий свое магнитное поле – поле реакции якоря, также воздействующее на МЖ. Так как E_k и I пропорциональны $v_{пэ}$ и, соответственно γ , то при изменении $I(t)$ изменяется рабочая точка на магнитореологической характеристике МЖ. При регулировании $I(t)$, например, в зависимости от условий эксплуатации, изменяется $\eta(\gamma, B, I)$ МЖ (рис. 4) и, следовательно, силовая характеристика МЖД.

При активной электрической нагрузке в m -фазном ЭЛГ возникает активная составляющая $I(f)$, которая при взаимодействии с магнитным полем магнитов создает противодействующую движению индуктора электромагнитную силу

$$F_{элг}(t) = mB_{\delta}(t) I(t)Wl. \quad (4)$$

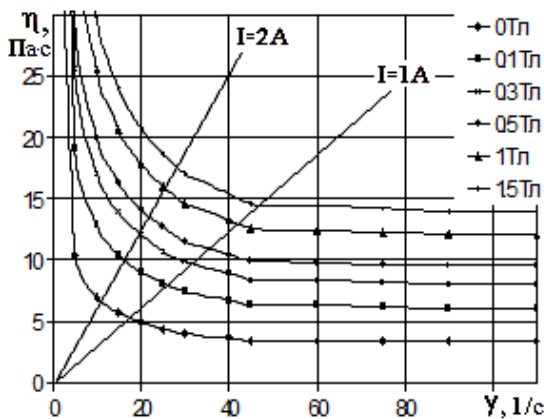


Рис. 4. Магнитовязкостные реологические характеристики МЖД при изменении индукции магнита B и тока ЭЛГ I

При подключении к ЭЛГ смешанных электрических нагрузок возможно подмагничивание или размагничивание реакцией якоря магнитной системы МЖД и изменение магнитного поля в МЖ, что будет изменять ее вязкость и силовую характеристику МЖД. В ЭЛГ возможен режим динамического торможения с подведением к обмотке статора постоянного напряжения, режим управления контроллером положения индуктора, режим управляемого МЖД.

При $\gamma = 0$ и, соответственно, $v_{пз} = 0$, $E_k = 0$, $I = 0$, $F_{элг} = 0$, ЭЛГ, при не начавшем движении штока, не создает демпфирующего усилия и не создает подмагничивание МЖ. Чем больше γ , тем больше E_k , I и демпфирующее усилие $F_{элг}$. МЖД, наоборот, при $\gamma = 0$, вследствие структурирования магнитных частиц в МЖ, создает значительную $F_{мжд}$ в начале движения штока.

При эксцентриситете ε_0 воздушного зазора δ в протяженном линейном МЖД возникает сила одностороннего магнитного тяжения

$$F_{\text{м.тяж}} = 294000DL_{\text{пз}}\varepsilon_0 / \delta . \quad (5)$$

Для протяженных ЭЛГ и большом рабочем ходе индуктора может являться проблемой смазка скользящих поверхностей. Традиционные смазки создают «всплывание» перемещающегося индуктора в подшипниках скользящего и обеспечивают низкий $K_{\text{тр}}$ в подшипниках и по длине статора лишь при высоких линейных скоростях и почти «сухое» трение при околонулевых скоростях движения. Такие смазки могут выноситься из зоны трения при движении индуктора. В отличие от них МЖ в зазоре обволакивает полюса и магниты индуктора, покрывает неровности поверхностей скользящего и удерживается магнитным полем в зоне трения, что обеспечивает жидкостную смазку по всей длине индуктора при разных линейных скоростях. $K_{\text{тр}}$ при наличии МЖ может снизиться на порядки по сравнению с «сухим» трением [7].

Уменьшение потерь на трение скользящего между индуктором и статором, обеспечиваемое магнитожидкостной смазкой, снижает тепловыделение в активной зоне. МЖ в качестве охлаждающей среды повышает, по сравнению с воздухом, теплоотвод от магнитов и обмоток, улучшает условия охлаждения.

Зависимость $x_{\text{ПЭ}} = f(t)$ может быть сложно-нелинейной, учитывая этапы цикла работы ДВС, вязкостные свойства МЖ, электрическую нагрузку, временные характеры изменения действующих сил. Расчетная система должна определять усилия в динамическом режиме, расчет соотношения (1) должен проводиться в мгновенных значениях при заданном характере зависимости $F_{\text{шт}}(t)$, например на основе снятых осциллограмм источника колебаний, и требуемом законе изменения $F_{\text{пз}}(t)$, например стремлении обеспечения гармонических колебаний, путем целенаправленного изменения $F_{\text{мжд}}(t)$ и $F_{\text{элг}}(t)$, при численном расчете магнитного поля с учетом зубчатости сердечника статора, явнополюсности индуктора, схемы распределения обмотки статора по пазам, нелинейности характеристики намагничивания, изменения вязкости и напряжения сдвига МЖ, магнитного поля в МЖД-ЭЛГ от действия магнитов и реакции якоря, создаваемой обмоткой ЭЛГ.

Заключение. Разработанная конструкция магнитожидкостного демпфера-электромеханического линейного генератора позволяет эффективно организовывать перераспределение механической энергии колебаний штока-индуктора между демпфером и электрическим генератором в зависимости от условий эксплуатации. Предложена математическая модель расчета характеристик магнитожидкостного демпфера-электромеханического линейного генератора в динамическом режиме в мгновенных значениях величин с учетом цикла ра-

боты источника колебаний, изменения вязкостных свойств МЖ, временного характера изменения действующих сил, численного расчета нелинейного магнитного поля в МЖД-ЭЛГ от действия магнитов и реакции якоря. Расчет системы должен проводиться с учетом взаимозависимых свойств материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Патент на полезную модель 205731 U1. Магнитожидкостный электромеханический демпфер. 30.07.2021 / Нестеров С.А., Егоров И.С., Морозов Н.А. // Заявка № 2021112961 от 04.05.2021.
2. Казаков, Ю.Б. Усовершенствованный электромеханический магнитожидкостный демпфер транспортных средств / Ю.Б. Казаков, С.А. Нестеров, И.С. Егоров // Молодежная наука: Вызовы и перспективы: Матер. V Всерос. науч.-практич. конф. Самара: СамГТУ, 2022. С. 324-326.
3. Баль, В.Б. Линейные электрические машины возвратно-поступательного действия – области применения / В.Б. Баль, В.Я. Геча, В.И. Гончаров, Е.В. Ежов, В.Г. Чиркин, С.В. Ширинский, Л.Ю. Лежнев // Вопросы электромеханики. 2015. Т. 149. С. 3-17.
4. Казаков, Ю.Б. Электромеханический линейный генератор/магнитожидкостный демпфер / Ю.Б. Казаков, Н.А. Нестеров, И.С. Егоров // Тез. докл. XXX междунар. науч.-техн. конф студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика» – М.: ООО «Центр полиграфических услуг “Радуга”», 2024. С. 387.
5. Казаков, Ю. Б. Расчетный анализ силовой характеристики электромеханического магнитожидкостного демпфера / Ю.Б. Казаков, Н.А. Морозов, С.А. Нестеров // Вестник ИГЭУ. Иваново, 2015. Вып. 4. С.17-22.
6. Крамаров, А.С. Совершенствование методик и алгоритмов проектирования линейных электрогенераторов с постоянными магнитами // Автореф. дисс. на соиск. уч. степ. канд. техн. наук. Спец. 2.4.2 Электротехнические комплексы и системы. Новочеркасск: Изд-во «НОК», 2023. 20 с.
7. Геча, В.Я. Линейный двигатель-маховик с магнитной смазкой / В.Я. Геча, А.Б. Захаренко, Н.А. Белокурова, А.К. Надкин // Электротехника. 2018. № 10. С. 72-75.

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ НАНОДИСПЕРСНЫХ ОДНОМЕРНЫХ АЛЛОТРОПОВ УГЛЕРОДА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТЕПЛОТВОДА МОДЕЛЬНЫХ СМАЗОЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Беляков А.Н.¹, Шилов М.А., Басова Е.В.

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет
имени В.И. Ленина»

Российская Федерация, 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34

E-mail: ab_pm@mail.ru¹

Аннотация. Разработана математическая модель нелинейной теплопроводности смазочного материала, модифицированного одномерными аллотропами углерода, позволяющей учитывать их концентрацию.

Ключевые слова: аллотроп углерода, углеродные нанотрубки, смазочный материал, теплопроводность, Марковская цепь



БЕЛЯКОВ Антон Николаевич, профессор кафедры прикладной математики ИГЭУ, д.т.н., доцент, член диссертационного совета по защите кандидатских и докторских диссертаций, автор более 100 публикаций различного уровня по проблемам совмещенных процессов в гетерогенных средах.



ШИЛОВ Михаил Александрович, доцент кафедры теоретической и прикладной механики ИГЭУ, к.т.н., доцент, член РОНКТД, автор более 100 публикаций различного уровня по проблемам трения и износа в машинах.



БАСОВА Елена Владимировна, аспирант кафедры прикладной математики ИГЭУ, специалист в области нелинейной теплопроводности, автор более 20-и публикаций.

Объектом исследования является процесс теплопроводности в слое смазки, модифицированной одномерными аллотропами углерода – многостенными углеродными нанотрубками (МУНТ). Увеличение концентрации углерода в смазочном материале (СМ) влияет не только на снижение коэффициента трения, но и за счет высокой теплопроводности

увеличивает отвод тепла от СМ на периферию – к поверхностям контактирующей пары.

Ранее нами на основе математического аппарата теории цепей Маркова была разработана модель нелинейной теплопроводности в слое базового СМ [1] в контактной паре диск-ролик с распределенным источником тепла внутри смазки, позволяющей учитывать нелинейные зависимости теплофизических свойств материала от локальных температур.

Выбранный подход заключается в том, что рабочая область (смазочный слой (СС) между контактными поверхностями пары трения) разбивается на m одинаковых ячеек с единичным поперечным сечением размером Δx . Каждая ячейка обладает своими теплофизическими параметрами, зависящими от локальной температуры. Обмен энергиями происходит только между соседними ячейками. Крайние ячейки в цепи обмениваются энергией с контактной группой через граничные поверхности с коэффициентом теплоотдачи α . В следствии того, что теплоемкость СС значительно меньше теплоемкости контактов, их температура T_{out} принимается постоянной, то есть задаются граничные условия первого рода. Энергия теплоотдачи ΔQ_{out1} между поверхностью ролика и первой ячейкой, имеющей температуру T_1 , определяется как:

$$\Delta Q_{out1} = \alpha \cdot (T_{out} - T_1). \quad (1)$$

Аналогичным образом оценивается энергия теплообмена для ячейки с номер m

$$\Delta Q_{out m} = \alpha \cdot (T_{out} - T_m). \quad (2)$$

Состояние системы представляется вектором теплоты \mathbf{Q} размером $m \times 1$. Для Марковской цепи с источниками изменения состояний системы фиксируются в дискретные моменты времени t и описываются рекуррентным равенством

$$\mathbf{Q}^{t+1} = \mathbf{P} \cdot \mathbf{Q}^t + \Delta \mathbf{Q}^t, \quad (3)$$

где \mathbf{P} – трехдиагональная матрица переходных вероятностей размером $m \times m$, элементы которой показывают долю тепловой энергии, переходящей между соседними ячейками за фиксированный шаг по времени Δt . Элементы матрицы \mathbf{P} зависят от коэффициента температуропроводности $\lambda / (c \cdot \rho)$ и соотношения $\Delta t / \Delta x^2$. Подробно правила построения матрицы описаны в [2].

Температура в ячейке определяется по рассчитанной величине количества теплоты (3)

$$T_i = Q_i / (c_i \cdot \rho_i \cdot \Delta x), \quad (4)$$

где i – номер ячейки, T_i , Q_i , c_i , ρ_i – температура, количество теплоты, теплоемкость и плотность i -ой ячейки соответственно.

Для композитного состава СМ необходимо учитывать концентрацию углеродных присадок, которая влияет на ее физические свойства – теплопроводность, теплоемкость, плотность, а также на коэффициент теплоотдачи между СС и поверхностями контактной пары трения.

В первом приближении влияние концентрации МУНТ на теплофизические параметры двухкомпонентной системы запишем в следующем виде:

$$\rho = \rho_s \cdot (1 - k_c) + \rho_c \cdot k_c - \text{плотность}, \quad (5)$$

$$\lambda = \lambda_s \cdot (1 - k_c) + \lambda_c \cdot k_c - \text{теплопроводность}, \quad (6)$$

$$c = c_s \cdot (1 - k_c) + c_c \cdot k_c - \text{теплоемкость}, \quad (7)$$

где k_c – массовая доля углеродных присадок в СМ, индекс `s` относится к СМ, а `c` – к МУНТ. Примем линейную зависимость коэффициента теплоотдачи от концентрации углерода

$$\alpha = \alpha_0 \cdot (1 + b \cdot k_c), \quad (8)$$

где α_0 – коэффициент теплоотдачи для базового СМ, b – параметр. При k_c равно нулю, получаем базовый СМ без углеродных наноприсадок.

Целью численных экспериментов является проверка работоспособности модели и подтверждения ее прогностических возможностей. Расчеты выполнены для двухкомпонентного модельного СМ, состоящего из медицинского вазелина (МВ) и МУНТ со следующими свойствами: теплопроводность $\lambda_s = 0,12$, $\lambda_c = 1000$ Вт/(м·°С); удельная теплоемкость $c_s = 2242$, $c_c = 932$ Дж/(кг·°С); плотность $\rho_s = 870$, $\rho_c = 2210$ кг/м³ [3]; коэффициент теплоотдачи МВ $\alpha_0 = 8 \cdot 10^{-4}$ Вт/(м²·°С). Смазочный слой толщиной $5 \cdot 10^{-9}$ м разбит на 10 ячеек с шагом $\Delta x = 5 \cdot 10^{-10}$ м. За время $\Delta t = 1,6 \cdot 10^{-14}$ с в каждой ячейке генерируется постоянное количество теплоты $\Delta Q^i = 1 \cdot 10^{-3}$ Дж. Температура в нулевой момент времени составляет 22 °С. Количество итераций $n = 1000$. Концентрация МУНТ принималась в диапазоне от 0 до 1,5%.

Результаты моделирования представлены на рисунке. Как видно из графиков 3, 4, 5 с увеличением концентрации углеродных нанотрубок установившаяся температура внешнего слоя СМ, взаимодействующего с поверхностями пары трения, уменьшается, а скорость переходного процесса увеличивается (т.е. скорость выхода значения температуры на плато). Кривая 1 соответствует процессу теплопроводности для СМ без

присадок, установившаяся температура для него составляет 27 °С, для достижения которой необходимо уже более 5000 итераций.

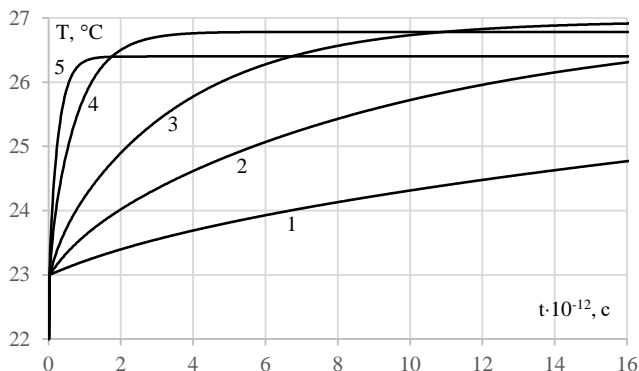


Рис. Изменение температуры на левой границе СС в зависимости от концентрации МУНТ: 1 – базовый СМ, 2 – 0,03%, 3 – 0,1%, 4 – 0,5%, 5 – 1,5%

В общем случае коэффициенты ρ_s , ρ_c , λ_s , λ_c , c_s , c_c являются функциями температуры, поэтому параметры теплопроводности, составляющие матрицу переходных вероятностей для цепи Маркова, должны пересчитываться на каждом шаге.

Получение реальных теплофизических параметров требует проведение специальных экспериментальных исследований, при этом предложенная модель не претерпит изменений и может работать с любыми заданными функциями.

Разработанная модель позволяет прогнозировать температуру СС, определять требуемую для конкретных условий эксплуатации концентрацию углеродных наноприсадок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беляков А.Н., Шилев М.А., Басова Е.В. Ячеичная модель теплопереноса в смазочном слое // Материалы XXII Межд. науч. техн. конф. Бенардосовские чтения “Состояние и перспективы развития электротехнологии”. Иваново, 2023. Т.2: Теплоэнергетика. С. 365-368.
2. Mizonov V., Yelin N. Numerical study of melting a rod by a periodically moving local heat source // Int. J. Therm. Sci. 2015. Vol. 97. P. 1–8.
3. Карпушенкова Л.С. Многослойные углеродные нанотрубки - компонент энергоемких суспензионных реактивных горючих / Л. С. Карпушенкова, Г. Я. Кабо, А. В. Блохин // Тонкие химические технологии. 2020. Т. 15, № 2. С. 38-46.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫТАЛКИВАЮЩЕЙ СИЛЫ В ЗАЗОРЕ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО СЕПАРАТОРА

Филиппов В.А.¹, Шоронов В.Е.

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»

Российская Федерация, 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34

E-mail: 9basy9@gmail.com¹

Аннотация. Магнитожидкостные сепараторы (МЖС) применяются на финишных операциях технологических процессов обогащения и стадиях доводки, в геологоразведочных работах, при отработке технологий извлечения драгоценных металлов и тяжёлых минералов из руд, россыпей и техногенных месторождений, для сепарации электронного лома и вторичного сырья из цветных металлов [1]. Одной из основных характеристик МЖС является выталкивающая сила, действующая на немагнитные тела в зазоре. Разработан способ измерения выталкивающей силы в зазоре МЖС.

Ключевые слова: выталкивающая сила, магнитожидкостный сепаратор, магнитная жидкость.



ФИЛИППОВ Василий Александрович, окончил Ивановский государственный энергетический университет в 2009 году. В 2020 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Повышение эффективности электромагнитных магнитожидкостных сепараторов немагнитных материалов». Имеет 52 научных публикации, в том числе 13 статей, 3 авторских свидетельства на изобретение и патентов РФ, 3 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является доцентом кафедры Электромеханики ИГЭУ.



ШОРОНОВ Владимир Евгеньевич, окончил Ивановский государственный энергетический университет в 2024 году. Имеет 4 научных публикации.

Измерительный механизм имеет следующий принцип действия. В зазоре МЖС расположен поплавок из немагнитного материала. Магнитная жидкость оказывает выталкивающее усилие на поплавок, которое фиксируется тензодатчиком. Аналоговый сигнал с тензодатчика подаётся на микросхему, в составе которой присутствует усилитель сигнала и АЦП. Оцифрованный сигнал подаётся на микроконтроллер, который передаёт измеренные данные на персональный компьютер.

Для измерения выбран тензодатчик фирмы XNQJALYCY с номинальной нагрузкой 200 г. Аналого-цифровое преобразование происходит через микросхему HX711. Используется микроконтроллер Atmega328P, который входит в состав платы Arduino Nano.

Структурная схема соединения аппаратных компонентов измерительного механизма изображена на рис. 1.

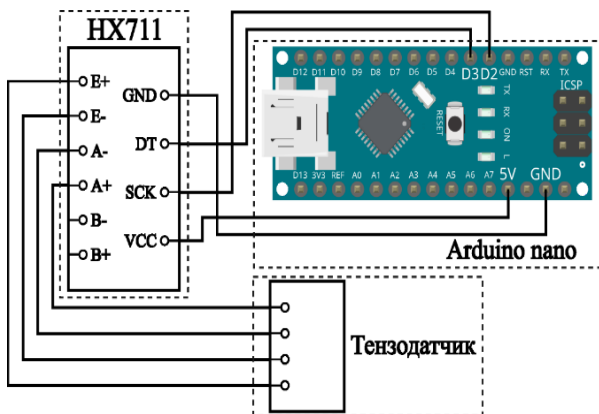


Рис. 1. Структурная схема соединения аппаратных компонентов измерительного механизма

3D модель конструкции измерительного механизма представлена на рис. 2.

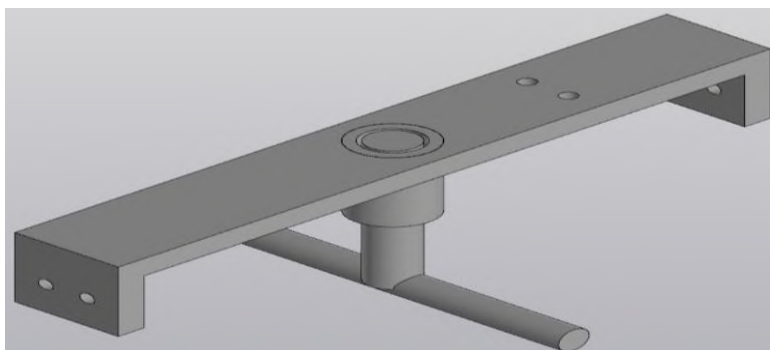


Рис. 2. Конструкция измерительного механизма:
1 – отверстия для крепления тензодатчика; 2 – отверстия для крепления к опытной установке; 3 – направляющая поплавка; 4 – подвижный поплавок

Программная часть измерительного механизма состоит из программы для микроконтроллера и графического пользовательского интерфейса.

Прошивка микроконтроллера осуществлялась с помощью программного обеспечения «Arduino IDE». Для исключения смещения нуля тензодатчика была произведена калибровка. Измерения проводились с использованием магнитных жидкостей на основе минерального масла с намагниченностями насыщения $M_s = 15, 20, 30$ и 35 кА/м.

Результаты измерения представлены в виде зависимостей выталкивающей силы от времени (рис. 3) и от тока возбуждения (табл. 1 и рис. 4) для использованных магнитных жидкостей.

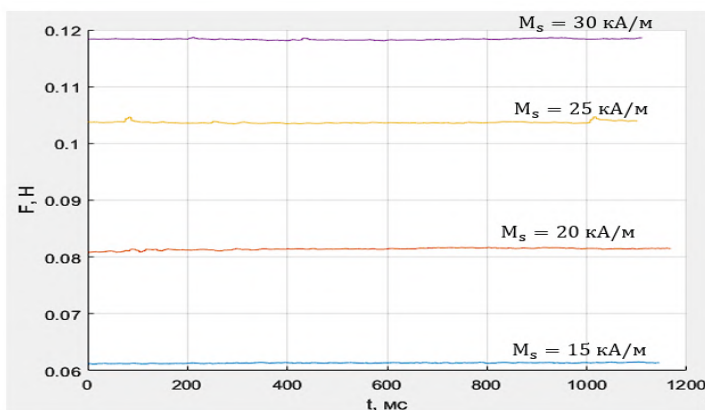


Рис. 3. Зависимости выталкивающей силы от времени при токе $I = 3,5$ А

Таблица 1. Зависимости выталкивающей силы от тока

Сила тока I, А	Магнитная выталкивающая сила F_M , Н			
	$M_s = 15$ кА/м	$M_s = 20$ кА/м	$M_s = 25$ кА/м	$M_s = 30$ кА/м
2	0,02448	0,04455	0,05691	0,06647
2,25	0,03209	0,05397	0,06623	0,07595
2,5	0,03813	0,05667	0,07254	0,08532
2,75	0,04503	0,06449	0,08053	0,09487
3	0,05173	0,07098	0,08829	0,10259
3,25	0,05583	0,07522	0,09582	0,11005
3,5	0,06135	0,08141	0,1037	0,11834
3,75	0,07304	0,0865	0,11077	0,12739
4	0,08013	0,09487	0,11854	0,13428
4,25	0,0832	0,0991	0,12523	0,14497

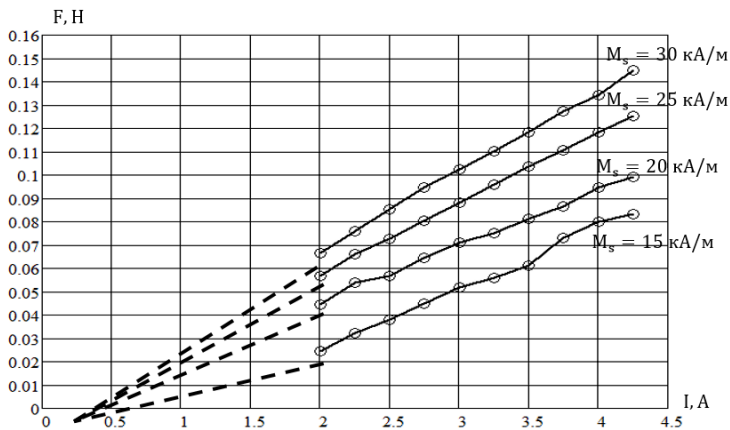


Рис. 4. Зависимости выталкивающей силы от величины тока

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозов Н.А. Нанодисперсные магнитные жидкости в технике и технологиях / Н.А. Морозов, Ю.Б. Казаков. - Иваново: ФГБОУВПО ИГЭУ, 2011. 264 с. ISBN 978-5-89482-772-8.

ЭКСЦЕНТРИСИТЕТ В СИСТЕМЕ МАГНИТНОЖИДКОСТНОЙ ГЕРМЕТИЗАЦИИ. ЕГО ВЛИЯНИЕ И УЧЕТ ПРИ ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ

Нестеров С.А., Бакланов В.Д.

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»

Российская Федерация, 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34

E-mail: elmash@em.ispu.ru

Аннотация. Учет эксцентриситета на этапе проектирования повышает точность прогнозирования изменений параметров МЖГ, что способствует увеличению надежности, срока службы и снижению стоимости ремонтов. Выполнен численный расчет в трехмерной постановке. Используется уравнение Навье-Стокса для расчета гидродинамики вязкой несжимаемой жидкости. Магнитное поле моделируется по уравнениям Максвелла, с учетом магнитной проницаемости стали, для насыщенной МЖ. Проведено экспериментальное исследование, подтверждающее результаты численного расчета. Полученные безразмерные зависимости могут быть использованы для проектирования МЖГ с достаточной для инженерных расчетов точностью.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитожидкостный герметизатор, эксцентриситет, перепад давления, численное моделирование



НЕСТЕРОВ Сергей Александрович, окончил Ивановский энергетический институт в 2011 г. 2019 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: Совершенствование моделей и конструкций поршневых электромеханических магнитожидкостных демпферов. Имеет 88 научных публикаций. В настоящее время является заведующим кафедры Электромеханики ИГЭУ.



БАКЛАНОВ Владислав Дмитриевич, ИГЭУ кончил бакалавриат ИГЭУ по профилю «Электромеханика» в 2023 году. Имеет 3 научных публикации, в том числе 3 статьи, 2 свидетельства на программный продукт. В настоящее время является магистрантом кафедры электромеханики.

В процессе изготовления электродвигателей и магнитожидкостных герметизаторов (МЖГ), равно как и любых изделий, неизбежно возникновение отклонений размерных цепей от, пусть и приближенных к реальным, но все же идеализированных, проектных расчетов. Если для нового изделия, при наличии должного уровня производственной куль-

туры, совпадение реальных и расчетных показателей находится в допустимых пределах, то с течением времени в результате естественного износа ситуация меняется, как правило, в худшую сторону.

Для электродвигателей с МЖГ результатом износа, влияющим на параметры МЖГ, является увеличение эксцентриситета уплотняемого зазора. Кроме того, рабочий зазор электродвигателя общепромышленного применения может в несколько раз превышать зазор стандартный для МЖГ из-за чего допустимые диапазоны отклонений могут не совпадать, что также подчеркивает необходимость в дополнительных исследованиях. Учет эксцентриситета при проектировании МЖГ может способствовать увеличению точности прогнозируемости изменений параметров в течении жизненного цикла, - равно обеспечить увеличение надежности, срока службы, а также снижение стоимости капитальных ремонтов.

Эксцентриситет в МЖГ вызывает перераспределение магнитного поля моделирование, которого, возможно только в трехмерной постановке, в силу некорректности двухмерной или осесимметричной задачи, что в свою очередь значительно увеличивает затраты на время / вычислительные мощности, требуемые для расчета, для снижения которых рассматривался МЖГ с одиночным зубцовым концентратором магнитного поля. Используемые в численном расчете граничные условия и расчетная область представлены на рис. 1. Неподвижный стальной зубец на размещён на корпусе (рис. 1, а) или на подвижном валу (рис. 1, б).

Гидродинамический расчет ламинарного течения вязкой несжимаемой жидкости проведён на основании уравнения Навье-Стокса.

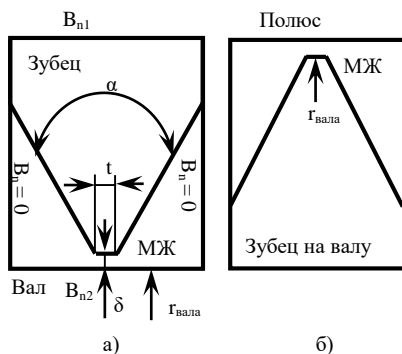


Рис. 1. Исследуемая область МЖГ. а - зубец на полюсе; б - зубец на валу.

$$\rho \left[(\bar{v} \cdot \nabla) \bar{v} \right] = -\nabla p + \nabla \left(\eta \left(\nabla \bar{v} + (\nabla \bar{v})^T \right) \right) + \sum \bar{F}$$

где \bar{v} , p , ρ и η – соответственно скорость, давление, плотность и динамическая вязкость МЖ; \bar{F} – сумма объемных сил, действующих на МЖ.

В качестве допущений при расчёте принято, что вязкость МЖ постоянна и не зависит от величины магнитной индукции, скорости сдвига и температуры.

МЖ удерживается в зазоре герметизатора за счет дополнительной объёмной магнитной силы

$$\bar{F} = \mu_0 M \nabla \bar{H},$$

где M – намагниченность МЖ;

\bar{H} – напряженность магнитного поля, с помощью которой осуществляется связь магнитного и гидродинамического полей в расчете. Сила тяжести значительно меньше магнитной силы и при расчете не учитывается.

Расчет магнитного поля проведен по уравнениям Максвелла. Магнитные свойства зубца заданы кривой намагничивания стали 3, МЖ находится в состоянии насыщения и ее относительная магнитная проницаемость принята равной 1.

Магнитное поле задается через нормальную составляющую вектора магнитной индукции на границах, как показано на рис. 1,а.

В результате совместного расчета гидродинамического и магнитного полей получены распределения в рабочем зазоре МЖГ поля скоростей и давлений. Распределение давления внутри МЖ подчиняется уравнению Бернулли

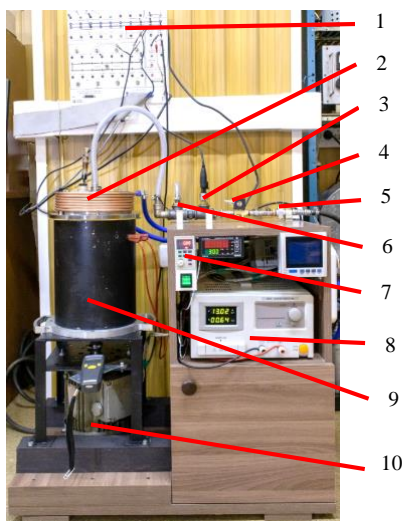


Рис 2. Экспериментальная установка.

- 1 – плата ввода/вывода, 2 – МЖГ,
- 3 – датчик давления, 4 – впускной клапан,
- 5 – игольчатый клапан, 6 – выпускной клапан,
- 7 – преобразователь частоты,
- 8 – источник постоянного тока,
- 9 – электромагнит, 10 – электродвигатель

$$\rho \frac{v^2}{2} + p - \mu_0 \int_0^H M dH = const .$$

Для подтверждения полученных результатов проведено экспериментальное исследование влияния эксцентриситета уплотняемого МЖГ зазора на его рабочие характеристики. Эксперименты проводились на исследовательской установке (рис. 2), в основе которой лежит электро-

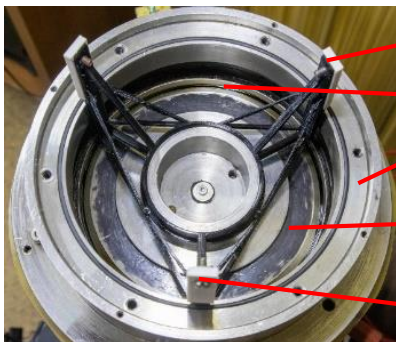


Рис. 3. Позиционирование полюсной приставки и вала МЖГ.

- 1 – вал МЖГ, 2 – полюсная приставка,
3 – зазор с МЖ,
4 – наборные шупы для контроля зазора

магнит с подвижным валом, приводимым во вращение асинхронным двигателем, питание двигателя осуществляется через преобразователь частоты. На верхнюю часть электромагнита устанавливается МЖГ, неподвижная полюсная приставка и вал, которого, образуют рабочий зазор, заполняемый МЖ. Корпус МЖГ герметично закрывается крышкой со шлангом для подачи сжатого воздуха.

Для выставления необходимой величины эксцентриситета используется оправка с тремя отставленными друг от друга на 120 градусов наборными тарированными щупами (рис. 3). Оправка устанавливается на вал МЖГ точно позиционируя щупы в рабочем зазоре, смещая таким образом корпус МЖГ на необходимую величину. Оперативное управление стендом и фиксация измеряемых величин происходит на компьютере в программируемой среде LabVIEW, с помощью платы ввода/вывода.

Результаты расчета численной модели представлены на рис. 4. Так в рабочем зазоре значение магнитной индукции изменяется от 0,34 Тл до 0,81 Тл (рис. 4,а), от межзубцового пространства к вершине зубца соответственно, согласно известной формуле, удерживаемый перепад давления для неподвижного вала

$$\Delta p = M_s (B_{max} - B_{min}) = 40000(0.81 - 0.34) = 18.8 \text{ kPa}.$$

Из рис. 4,б видно, что зона максимального градиента скорости совпадает с областью минимального зазора при работе с высоко оборотистым приводом в этой же зоне будет максимальное выделение диссипативных потерь. Снижение вязкостных потерь возможно за счет снижения скорости сдвига слоев МЖ под вершиной зубца путем увеличения рабочего зазора.

На рис. 4,в показано распределение давления в рабочем зазоре МЖГ при линейной скорости на поверхности вала 25 м/с. Из распределения видно значительное влияние центробежных сил, действующих на слои МЖ на поверхности вала, что в свою очередь приводит к снижению удерживаемого перепада давления. Так для компенсации отрицательного воздействия на больших скоростях следует увеличить максимальное значение магнитной индукции в рабочем зазоре МЖГ.

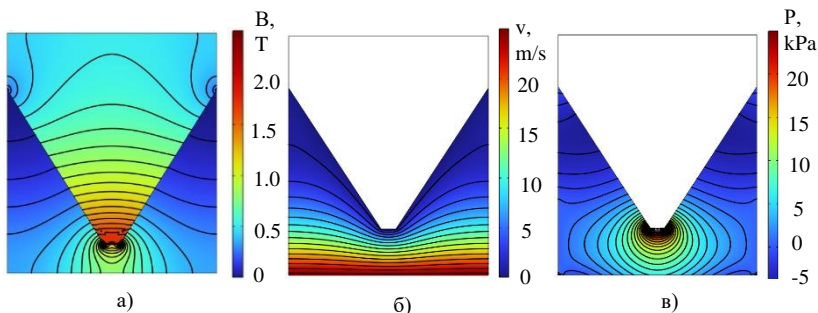


Рис. 4. Результаты численного расчёта взаимодействующих физических полей.
 а – распределение магнитной индукции, б – поле скоростей в МЖ при $v = 25$ м/с,
 в – распределение давления в МЖ при $v = 25$ м/с.

На рис. 5 показано изменение удерживаемого перепада давления с ростом линейной скорости на поверхности вала для МЖГ с зубцом на валу с увеличенной величиной максимальной индукции магнитного поля до 1,2 Тл, что дает увеличение удерживаемого перепада до 26,8 кПа, без эксцентриситета и неподвижном вале (рис 5, кривая 0). С увеличением эксцентриситета распределение магнитного поля меняется и величина удерживаемого перепада определяется уже из характеристик большего зазора с меньшей индукцией магнитного поля. Сплошными линиями на рис. 5 показаны результаты экспериментального исследования, штриховыми – результаты математического моделирования. Расхождения обусловлены вибрацией и не идеальной геометрией зубца опытной установки.

Из зависимостей на рис. 6 следует, что при увеличении величины эксцентриситета удерживаемый перепад давления уменьшается, но даже с эксцентриситетом 80% от величины уплотняемого зазора уплотнение сохраняет герметичность.

На рис. 7 представлены зависимости удерживаемого перепада от величины относительного эксцентриситета, для различных величин рабочего зазора. Так на этапе проектирования заблаговременно увеличив уплотняемый зазор можно уменьшить величину относительного эксцентриситета и снизить уменьшение критического давления.

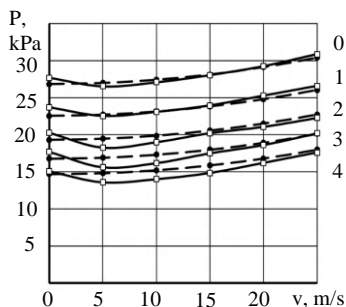


Рис. 5 Изменение давления от линейной скорости на поверхности вала. Зубец на валу, зазор 0.5 мм. 0 – эксцентриситет 0 мм (0 о.е.), 1 – 0.1 мм (0.2 о.е.), 2 – 0.2 мм (0.4 о.е.), 3 – 0.3 мм (0.6 о.е.), 4 – 0.4 (0.8 о.е.).

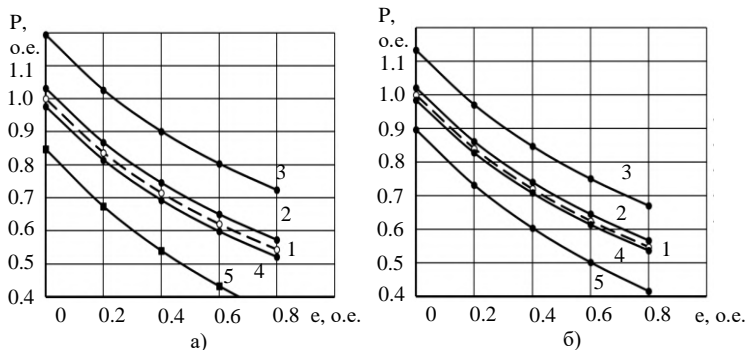


Рис. 6. Изменение давления от относительного эксцентриситета. а – индукция 0,8 Тл, б – индукция 1,2 Тл. Зазор 0,5 мм. 1 – $v = 0$ м/с, 2 – $v = 10$ м/с, зубец на валу, 3 – $v = 25$ м/с, зубец на валу, 4 – $v = 10$ м/с, зубец на полюсе, 5 – $v = 25$ м/с, зубец на полюсе.

Из полученных результатов следует, что МЖГ остается работоспособным при эксцентриситете до 80% от величины рабочего зазора. Полученные безразмерные зависимости могут применяться при проектировании МЖГ при этом обладая достаточной для инженерных расчетов

точностью. Для работы в условиях значительного допуска на не соосности, а также работы на оборотах 3000 об/мин и выше возможно использование МЖГ с увеличенными рабочим зазором, и величиной магнитной индукции, за счет использования современных высококоэрцитивных магнитов уменьшая тем самым величину относительного эксцентриситета, и уменьшения скорости смещения отдельных слоев МЖ относительно друг друга.

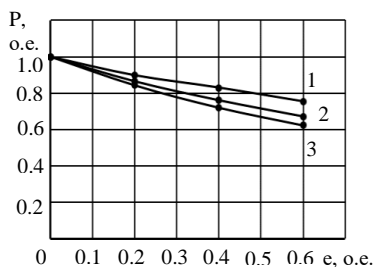


Рис. 7 Изменение давления от величины относительного эксцентриситета.
1 – зазор 0.1 мм, 2 – 0.3 мм, 3 – 0.5 мм.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-00156, <https://rscf.ru/project/22-79-00156/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нестеров С.А Effect of Motor Shaft Eccentricity on the Performance of High-Speed Magnetic Fluid Sealer / Нестеров С.А., Бакланов В.Д. // PROBLEMELE ENERGETICII REGIONALE, Problems of the Regional Energetics. 2024. No. 1(61).P. 26-33. DOI 10.52254/1857-0070.2024.1-61.03.
2. Морозов Н.А. Нанодисперсные магнитные жидкости в технике и технологиях / Морозов Н.А., Казаков Ю.Б. // Иваново, 2011. 264 с.

КОЛЕБАНИЯ ЦЕПОЧЕЧНЫХ АГРЕГАТОВ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Морозов Н.А.

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»

Российская Федерация, 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34

E-mail: elmash@em.ispu.ru

Аннотация. Применения магнитных жидкостей в технических устройствах связано с интенсивным воздействием на них магнитных полей и механических воздействий. Исследование способности магнитных жидкостей противостоять механическим воздействиям и возникающими колебательными процессами всегда актуально.

Ключевые слова: магнитная жидкость, механическое воздействие, кривые намагничивания, гистограммы, дисперсный состав, колебание агрегатов.



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 более 200 научных публикаций, в том числе 4 авторских свидетельства, 12 патентов на изобретения, 4 монографии, 8 учебных пособий. Область научных интересов – магнитожидкостные устройства. Работает доцентом кафедры электромеханики ИГЭУ. Работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ и Минобразования РФ.

Состояние вопроса. Применение магнитных жидкостей (МЖ) в технике связано с воздействием на них магнитных и гравитационных полей в широком диапазоне интенсивности [1]. Особенно часто МЖ подвергаются механическому воздействию. Скорости сдвигового течения становятся критическими для малостабильных МЖ. Магнитное поле удерживает магнитные частицы и усиливает воздействие слоёв жидкости на поверхностно-активное вещество (ПАВ). Нарушение его адсорбционного взаимодействия с поверхностью твердых частиц уменьшает седиментационную устойчивость МЖ. Созданы высокоустойчивые к гравитационному и магнитному воздействию МЖ. Однако в высокоскоростных устройствах сдвиг слоев жидкости достигает $50 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$, что активно воздействует на твердую фазу МЖ.

МЖ относятся к псевдопластичным средам, которые структурируются и разрушение агрегатов происходит в начальной области сдвигового течения. В статическом режиме магнитные частицы образуют структурную сетку в виде параллелограмма с равносторонним основа-

нием. Вязкость МЖ зависит от свойств жидкости носителя, концентрации нанодисперсной магнитной фазы, значения магнитной индукции поля и скорости сдвига слоёв жидкости.

Постановка задачи. Механическое воздействие на жидкие многофазные среды применяют для получения равномерного распределения её составляющих по всему объёму [2]. Следует знать, какой интенсивности механические воздействия опасны для данного типа МЖ, какое действие они оказывают на её свойства, и как интенсивно восстанавливается магнитоуправляемая среда после механического воздействия.

Установка механического воздействия на МЖ и порядок проведения эксперимента описаны в [3]. Конические активаторы с возможным возникновением явлений кавитации [2] призваны усилить воздействие на агрегаты в МЖ и способствовать их эффективному разрушению.

Материалы и методы. Применяемые в технике МЖ с объёмной концентрацией магнитной фазы 0,07– 0,20 считают парамагнитными средами. Каждая частица магнитной фазы диаметром d_m однодоменная с магнитным моментом m , определяемым намагниченностью материала M_m и объёмом частицы V , окружена оболочкой поверхностно-активного вещества (ПАВ). Оболочка исключает слипание твёрдых частиц в конгломераты. Однако за счёт магнитного диполь-дипольного взаимодействия [4] магнитные частицы образуют агрегаты различной конфигурации (рис. 1), что подтверждается прямыми наблюдениями за тонкими слоями МЖ и компьютерным моделированием поведения магнитных частиц в жидкой среде [5].

Механическому воздействию подвергалась МЖ на основе керосина: дисперсная фаза – магнетит, ПАВ – олеиновая кислота. Объёмное содержание твердой фазы ϕ составляет 0,144, плотность ρ МЖ – 1230 кг/м³, пластическая вязкость η при температуре 25° С – 0,734 Па·с.

Интенсивность механического воздействия постепенно повышалась: время воздействия 10–20–40–60 мин. при частоте вращения активаторов 500–1000–2000 об/мин. Эксперимент проводился один раз в сутки. Кривые намагничивания снимались до и после воздействия для проверки восстановления свойств МЖ.

Метод гранулометрического анализа предложен Розенцвейгом Р. и доработан в СКБТ «ПОЛЮС» [4]. Он состоит в определении объёмной доли магнитных частиц выбранного интервала диаметров в создании магнитных свойств МЖ, проявляющихся в кривой намагниченности.

Обработка результатов эксперимента. Механическое воздействие на МЖ ведёт к изменению ее дисперсионного состава. Анализ изменения гранулометрического состав МЖ после механического воздействия указывает на сложность происходящих процессов (рис. 1).

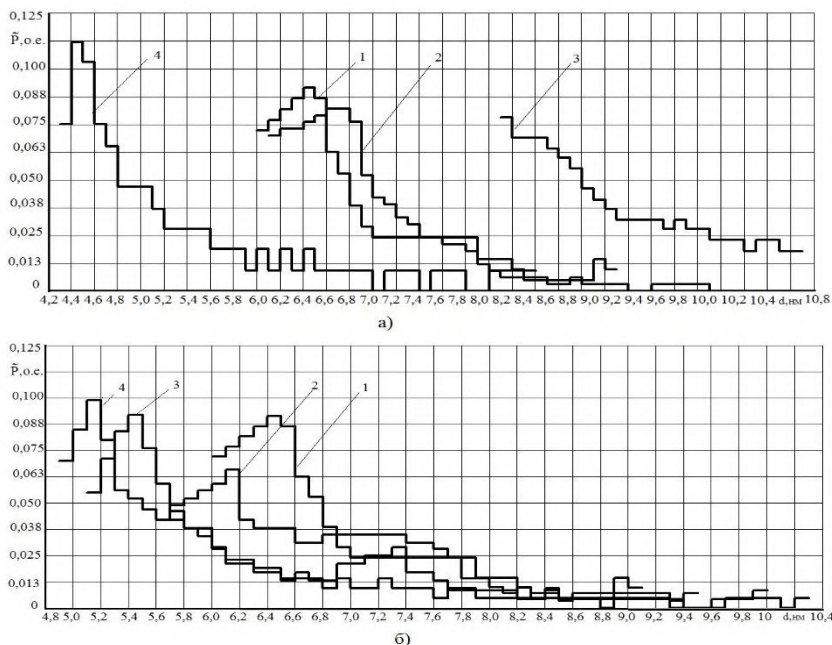


Рис. 1. Гистограмма распределения частиц МЖ после механического воздействия в 10 мин. (а) и 20 мин. (б) при разных частотах вращения активатора: 1 – исходная жидкость, 2 – 500 об/мин, 3 – 1000 об/мин, 4 – 2000 об/мин.

После неинтенсивного воздействия возрастает количество крупных частиц, а при сильном механическом воздействии увеличивается число мелких частиц. Это может быть объяснено разбиением кольцевых агрегатов, которые проявляются как частицы малых размеров, на цепочечные агрегаты большой протяжённости. Дальнейшее механическое воздействие приводит к разбиению крупных цепочечных агрегатов, что проявляется в увеличении количества мелких частиц.

Надо понимать, что анализ дисперсионного состава МЖ по гистологическим диаграммам очень несовершенен. Но в целом он позволяет судить о характере механического воздействия на дисперсионный состав МЖ.

Механическое воздействие малой интенсивности ведёт к перемешиванию МЖ и разрушению кольцевых агрегатов, что проявляется в увеличении количества крупных частиц, что характерно для цепочечных агрегатов. Если подвергнуть МЖ более интенсивному механическому воздействию, то крупные цепочечные агрегаты разрушаются и растёт число мелких частиц (табл. 1, рис. 2).

Эффективность механического воздействия на МЖ можно оценить произведением коэффициентов механического и временного воздействия. Эксперименты по механическому воздействию на МЖ проводились в диапазонах времени 10-20-40-60 минут и частоте вращения 500-1000-2000 об./мин. Если принять за базовые значения времени $t_6 = 10$ мин. и частоты вращения $n_6 = 1000$ об./мин., то в относительных единицах эффективность механического воздействия на МЖ можно оценить коэффициентом k , равном произведению временного $k_t = t/t_6$ и скоростного $k_n = n/n_6$ коэффициентов, $k = k_t * k_n$, которое принимает значения $k = 0,5-1,0-2,0-3,0-4,0-6,0-8,0-12,0$.

Механическое воздействие на МЖ проводилось на двухэлементном кавитаторе [3]. За один оборот МЖ испытывала двойной импульсный удар. Частота вращения не доходила до скоростей, обеспечивающей возникновение кавитации. Из анализа полученных гистограмм можно сделать следующие выводы.

Таблица 1. Максимум дисперсности от коэффициента механического воздействия на МЖ

	$k = k_t * k_n$							
t, мин.	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	6,0	8,0	12,0
10	6,6	8,1	4,4					
20		6,1	5,4	5,1				
40			5,9		5,2		5,5	
60				5,7		5,7		5,1

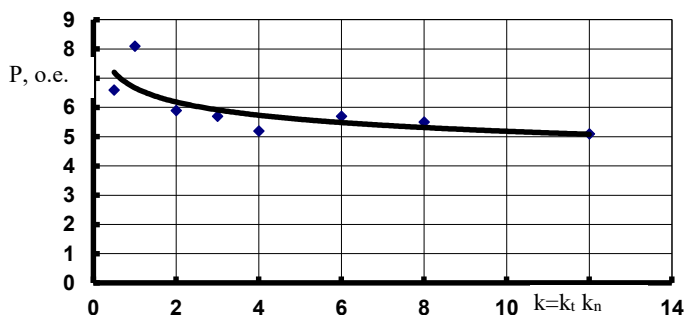


Рис. 2. Изменение размера частиц в МЖ от коэффициента механического воздействия

В исходной жидкости максимальное количество составляли частицы диаметром 6,4 нм по магнитной фазе. Механическое воздействие слабое разрушает кольцевые агрегаты, и они проявляются как крупные цепочечные. Повышение интенсивности механического воздействия

стабилизирует состав МЖ, проявляются короткие цепочки, устойчивые к механическому воздействию.

При анализе разрушения цепочечных агрегатов всегда встаёт вопрос о собственной частоте колебания их и о возможности возникновения резонансных явлений. Из теории колебания стержней известно, что угловая частота их собственных колебаний определяется длиной Λ , усилием в поперечном сечении E и массой единицы длины стержня γ [7].

$$\omega = \frac{k\pi}{\Lambda} \sqrt{\frac{E}{\gamma}} . \quad (1)$$

Здесь k – коэффициент кратных гармоник: второй, третьей и т.д. Мы рассмотрим только первую гармонику. Для частоты собственных колебаний получаем

$$f = \frac{1}{2nd_r} \sqrt{\frac{U_{dd}}{\gamma}} . \quad (2)$$

Здесь n – число элементов в цепочечном агрегате, d_r – гидродинамический диаметр частицы МЖ, U_{dd} – сила диполь-дипольного взаимодействия частиц в агрегате, γ – удельная масса агрегата по длине.

Каждая частица МЖ покрыта слоем ПАВ толщиной Δ , равной для олеиновой кислоты 2 нм, имеет на поверхности магнитопроводящий слой, который в силу строения не участвует в образовании магнитного момента частицы [6]. Толщина этого дефектного слоя δ_d зависит от диаметра частицы и увеличивается по мере уменьшения размера частиц. В среднем толщину этого слоя можно принять равным 0,86 нм. Следует также учитывать и увеличение гидродинамического диаметра d_r частиц от присоединённого слоя жидкости-носителя $\delta_{ж}$, который зависит от ее вида и равен примерно 0,35 нм для керосина и трансформаторного масла, так как часть молекулы жидкости-носителя внедряется между «хвостами» молекул ПАВ. Тогда диаметр частицы с размером магнитной фазы d_m в нанометрах можно определить как

$$d_r = d_m + 2(\Delta + \delta_d + \delta_{ж}) = d_m + 2(2 + 0,86 + 0,35) = d_m + 12,72 \quad (3)$$

Для каждой частицы с известным размером магнитной фазы можно рассчитать ее гидродинамический диаметр, от которого зависит сила диполь-дипольного взаимодействия частиц в цепочечном агрегате. С учётом немагнитной оболочки частиц сила взаимодействия между ними определится как

$$U_{dd} = \frac{\mu_0 \pi M^2 d_m^3}{9(L+2)^3} . \quad (4)$$

Здесь $L = 2S/d_m$ – коэффициент, учитывающий расстояние между магнитными диполями в цепочке [4], M – намагниченность магнетита, $M = 450 \cdot 10^3$ А/м. В данной формуле не учитывается стерическое отталкивание. Для каждой частицы с известным размером магнитной фазы можно рассчитать объем оболочки дефектной массы, ПАВ и мономолекулярного слоя жидкости-носителя и по известному гидродинамическому диаметру определить удельный вес единицы длины цепочки, что позволяет найти собственную частоту колебаний при отсутствии закрепления концов цепочки. В табл. 2 приведены данные размеров и массы магнитных частиц с диаметрами от 4 до 18 нм. В расчетах приняты плотности: магнитной фазы магнетита $\rho_m = 5240$ кг/м³, олеиновой кислоты $\rho_o = 911$ кг/м³ и жидкости-носителя керосина $\rho_{ж} = 760$ кг/м³. Число частиц в цепочечном агрегате равно 5.

При использовании кавитатора с двумя активными элементами частота вынужденных колебаний при частоте вращения 500 об/мин. составляет 8,33 Гц, при 1000 об/мин. – 16,67 Гц и при 2000 об/мин. – 33, 33 Гц. Эти частоты много меньше частот собственных колебаний цепочечных агрегатов по первой гармонике, поэтому резонансных явлений в МЖ при промышленных частотах вращения валов механизмов быть не может.

Таблица 2. Параметры МЖ при расчёте колебаний цепочечных агрегатов

$d_m \times 10^{-9}$ м	4,0	6,0	8,0	10,0	12,0	14,0	16,0	18,0
$d_m^3 \times 10^{-27}$ м	64	216	512	1000	1728	2744	4096	5832
$L=2S/d_m$ =12,72/ d_m о.е.	3,18	2,12	1,59	1,272	1,06	0,909	0,795	0,707
$U_{dd} \times 10^{-24}$ Н	40,90	274,3	983,0	2536	5357	9906	16663	26124
$m_m \times 10^{-21}$ кг	0,497	1,232	2,473	4,349	6,993	10,54	15,11	20,85
$m_o \times 10^{-21}$ кг	0,344	0,542	0,786	1,076	1,411	1,793	2,220	2,693
$m_{ж} \times 10^{-21}$ кг	0,067	0,086	0,106	0,126	0,146	0,166	0,185	0,205
$m = m_m + m_o$ + $m_{ж} \times 10^{-21}$ кг	0,908	1,861	3,365	5,549	8,550	12,50	17,52	23,75
$d_r \times 10^{-9}$ м	10,36	12,36	14,36	16,36	18,36	20,36	22,36	24,36
$\gamma = m/d_r$ $\times 10^{-12}$ кг/м	0,088	0,151	0,234	0,339	0,466	0,614	0,783	0,975
f , Гц	208,5	345,4	451,0	528,5	584,2	624,0	652,2	672,0

Выводы. Результат механического воздействия на МЖ зависит от его интенсивности. Проявление крупных агрегатов при слабом воздействии, перемешивании МЖ, говорит о наличии в исходной или долго стоящей в спокойном состоянии МЖ большого количества многоча-

стичных кольцевых агрегатов. При начальном механическом воздействии кольцевые агрегаты разбиваются на крупные цепочечные, которые при дальнейшем воздействии на них переходят в короткие цепочечные агрегаты размером в 5–8 частиц. Только при интенсивном перемешивании проявляются частицы в 4–6 нм, указывающие на малое количество агрегатов. Если МЖ отстаивается в течение суток и более, то наиболее проявляются частицы в 6–7 нм, что говорит о наличии цепочечных агрегатов в 2–4 частицы, так как магнитные свойства агрегатов быстро стабилизируются по мере роста количества частиц. Кроме этого образуются кольцевые агрегаты, которые при слабом механическом воздействии распадаются на крупные цепочечные, а затем на мелкие.

Эксперименты механического воздействия на МЖ во внешнем магнитном поле показали, что крупные цепочечные агрегаты практически не образуются. Состав МЖ быстро стабилизируется.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозов, Н.А. Нанодисперсные магнитные жидкости в технике и технологиях / Н.А. Морозов, Ю.Б. Казаков // Иваново, 2011 г. 263 с.
2. Марков, В.В. Влияние способа перемешивания технологических жидкостей на их структуру / В.В. Марков, Е.В. Киселева // Вестник ИГЭУ. 2009. Вып. 3. С. 38–40.
3. Морозов, Н.А. Влияние механического воздействия на свойства магнитных жидкостей / Н.А. Морозов, И.М. Арефьев, К.П. Пискарев // 18-я международная Плеская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям. Сборник научных трудов. (Плѣс, 4 – 7 сентября 2018 года) / ИГЭУ им. В.И. Ленина. Иваново, 2018. С. 250–260.
4. Розенцвейг, Р. Феррогидродинамика / Р. Розенцвейг. М.: Мир, 1989. 356 с.
5. Прокопьева, Т.А. Микроструктура основного состояния тонкого слоя магнитной жидкости / Т.А. Прокопьева, В.А. Данилов // ЖЭТФ. 2011. Т. 140. Вып. 3 (9). С. 499–515.
6. 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, Плѣс, Россия. С. 24–28.
7. Иориш, Ю.И. Виброметрия / Ю.И. Иориш // изд. 2-е, перераб. и доп. М.: Гос. науч.-техн. изд. машиностроительной литературы. 1963. 348 с.
8. Морозов, Н.А., Исследование цепочечных структур магнитной жидкости на физической модели / Н.А. Морозов, И.С. Егоров // 19-я международная Плеская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям. Сборник научных трудов. (сентябрь, 2020, Иваново, Россия) / ИГЭУ им. В.И. Ленина. Иваново, 2020. С. 116–121.

АВТОРСКИЙ ИНДЕКС

А

Агейкин Н.А. 149
Анисимкин В.И. 149

Б

Бабкин А.И. 30
Бакланов В.Д. 213
Басова Е.В. 205
Бекетова Е.С. 99
Беляева Т.Д. 154
Беляков А.Н. 205
Боженко С.А. 7

В

Виноградов В.Н. 104

Г

Геннадьева А.М. 168
Гладких Д.В. 85
Грохотова Е.В. 57

Д

Дацук Е.Р. 149
Диканский Ю.И. 30, 85, 99, 118
Добросердова А.Б. 90
Дорожко Д.С. 30, 85
Дроздов А.С. 30

Е

Егоров И.С. 198
Елфимова Е.А. 10, 33, 52, 57,
63, 79

Ж

Жуков В.П. 104

З

Закинян А.Р. 7, 95, 126, 129
Зверев В.С. 75, 79
Зубарев А.Ю. 13

И

Иванов А.О. 17, 33, 47, 63,
69, 75, 110,
176, 187

К

Казаков Ю.Б. 198
Калаева С.З. 168
Калюжная Д.А. 144
Канторович С.С. 90, 154
Кокулин И.А. 104
Колесов В.В. 149
Кононенко Д.В. 95
Копытова Е.А. 39
Косков М.А. 110, 114, 176
187
Крыласова О.С. 176

Л

Лабкович О.Н. 138
Ли Е.С. 30

М

Меркулов Д.И. 23, 180
Меркулова И.И. 180
Месяцева Л.С. 126
Мкртчян В.Д. 118
Морозов Н.А. 168, 220
Мусихин А.Ю. 13

Н

Налетова В.А. 23, 180
Нестеров С.А. 198, 213
Новак Е.В. 154

П

Пелевина Д.А. 23, 180
Петров Д.А. 39
Погирицкая С.Г. 138
Пшеничников А.Ф. 114

Р

Радушнов Д.И.	10
Рекс А.Г.	132, 138
Русанов М.С.	79
Ряполов П.А.	144

С

Сайкин М.С.	191
Сергеев М.Н.	123
Соколов Е.А.	144
Сокольский С.А.	57
Соловьева А.Ю.	10, 52, 57, 63
Сомов С.А.	47, 110, 187
Сплендер П.В.	191
Степанов Г.В.	187
Субботин И.М.	69

Т

Туркин С.Д.	7
Турков В.А.	23, 180

Ф

Федоров О.Л.	161
Филиппов В.А.	209
Фионов А.С.	149

Ч

Чемезова Е.А.	52
Чернобай В.А.	138
Чернышов А.В.	7, 129
Чернышов А.В.	

Ш

Шельдешова Е.В.	144
Шилов М.А.	205
Шоронов В.Е.	209

**XXI Всероссийская с международным участием
Плесская научная конференция
по нанодисперсным магнитным жидкостям**

Сборник научных трудов
Электронное издание

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34