



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

**сентябрь, 2022
Иваново, Россия**

**Сборник
научных трудов**

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

XX юбилейная всероссийская с международным участием Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям организована Министерством образования и науки РФ, ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», Академией электротехнических наук РФ.

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

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

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

По материалам XX юбилейной 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 978-5-00062-520-0

© ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина», 2022

СОДЕРЖАНИЕ

Арефьев И.М. Три юбилея	7
СЕКЦИЯ «ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ СИНТЕЗА НОВЫХ МАГНИТНЫХ НАНОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ» (магнитные жидкости, магнитореологические суспензии, ферросмектики, ферронематики, магнитные полимеры и др.)	10
Фионов А.С., Хачатуров А.А., Сафонов С.С., Тлегиенов Р., Голованов Е.В., Сургай А.В., Колесов В.В., Потапов Е.Э. Магнитноструктурирован- ные композиты на основе полихлоропрена и магнетита	11
Крамаренко Е.Ю., Костров С.А., Шейко С.С. Магнитоактивные композиты на основе полимерных матриц с регулируемой на молекуляр- ном уровне структурой	17
Иванов А.С. Химическая и физическая сорбция ПАВ с карбоксильной группой на поверхности магнетитовых коллоидных частиц	24
Мкртчян В.Д., Диканский Ю.И. Особенности формирования структурных решеток в тонких слоях магнитных эмульсий	28
Степанов Г.В., Кириченко С.И., Крамаренко Е.Ю. Деформационные и анизотропные свойства магнитоактивных эластомеров	35
Диканский Ю.И., Семенова С.А., Дроздов А.С. Влияние магнитного и электрического полей на процесс формирования кольцевых осадков при испарении капель магнитных коллоидов	42
Уткин М.А., Макаров Д.В. Ориентационная структура ферронематического жидкого кристалла в магнитном и электрическом полях с учетом эффектов поляризации	51
Сокольский С.А., Соловьева А.Ю., Елфимова Е.А. Моделирование систем неподвижных феррочастиц, помещённых во внешнее магнитное поле	57
Петров Д.А., Ханнанов Р.Р. Стратификация дипольных и квадрупольных частиц в жидкокристаллических композитах	62
СЕКЦИЯ «ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И КОЛЛОИДНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ, ПРОЦЕССЫ АГРЕГАЦИИ»	
Бекетова Е.С., Нечаева О.А., Диканский Ю.И. Экспериментальное исследование влияния температуры на деформацию микрокапель магнитных эмульсий в электрическом поле	70
Белых С.С., Ерин К.В., Фурсова В.В. Температурная зависимость магнитооптического эффекта в магнитной эмульсии с низким межфазным натяжением	79
Ерин К.В., Шевченко Е.И., Вивчарь В.И. Определение показателя преломления нанодисперсного магнетита по данным оптических экспериментов	84

Зарифзода А.К., Бозорова Ю.К. Влияние магнитного поля на теплопроводность магнитных жидкостей	90
Соловьева А.Ю., Елфимова Е.А., Иванов А.О. Математическое моделирование магнитных свойств текстурированного феррокомпозиата, содержащего обездвиженные суперпарамагнитные наночастицы	95
Зубарев А.Ю., Чириков Д.Н. Теоретическое исследование магнитных свойств димера	100
Лебедев А.В. Измерение кривых намагничивания магнитных жидкостей на вибрационном магнитометре	106
Болотов А.Н., Новикова О.О., Новиков В.В. Своеобразные свойства магнитных смазочных масел	112
Амбаров А.В., Елфимова Е.А., Зверев В.С. Моделирование динамического магнитного отклика взаимодействующих обездвиженных суперпарамагнитных частиц с выравненными осями легкого намагничивания	121
Зверев В.С., Гупало М.А., Новак Е.В. Структурные свойства кластеров из супрамолекулярных полимеров с отдельными магнитными частицами	126
Зверев В.С., Амбаров А.В., Елфимова Е.А. Динамическая восприимчивость неподвижного кластера магнитных наночастиц	131
Добросердова А.Б., Канторович С.С. Изучение магнитных эластомеров методом обратных кривых (намагниченности) первого порядка	136
Добросердова А.Б., Канторович С.С. Изучение магнитных гелей типа «CORE-SHELL»	142
Акишева А.В., Пьянзина Е.С. Микроструктура и макросвойства магнитных мягких материалов с анизотропными частицами	147
Хохрякова К.А., Мизева И.А., Шмыров А.В. Измерение поверхностного натяжения магнитной жидкости методом капиллярных волн	154
СЕКЦИЯ «МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА, ТЕПЛО- И МАССООБМЕН, КОНВЕКЦИЯ И ВОЛНЫ»	
Жуков В.П., Барочкин А.Е., Фомичев М.Д. Решение обратной задачи теплообмена в многопоточных системах	162
Закинян А.Р., Туркин С.Д., Кононенко Д.В., Семенова С.А., Татова И.В., Ахмед А.А.М. Капиллярное движение магнитной жидкости в пористых средах в однородном магнитном поле	166
Шарова О.А., Пелевина Д.А., Налетова В.А. Течение тонкого слоя магнитной жидкости в неоднородном магнитном поле	171
Меркулов Д.И., Пелевина Д.А., Турков В.А., Налетова В.А. Особенности движения сферического тела из анизотропного намагничивающегося эластомера	177
Беджанян М.А., Борисенко О.В., Нечаева О.А. Особенности движения капли магнитной жидкости во вращающемся магнитном поле	184

Русанов М.С., Елфимова Е.А., Зверев В.С. Математическое моделирование динамических свойств концентрированной феррожидкости в переменном магнитном поле произвольной амплитуды	193
Мусихин А.Ю., Зубарев А.Ю. Циркуляционные течения, спровоцированные магнитным полем, в магнитных жидкостях	198
Коровин В.М. Анизотропия распространения волн в магнитной жидкости, создаваемая приложенным горизонтальным магнитным полем	204
Комилов К., Зарифзода А.К., Убайди А. Поглощение акустических волн в магнитных жидкостях	209
Туркин С.Д., Матвеева Е.И. Влияние микроструктуры магнитной эмульсии на поляризацию электромагнитных волн СВЧ-диапазона	214
Ряполов П.А., Соколов Е.А., Шельдешова Е.В., Калюжная Д.А., Васильева А.О. Динамика магнитоактивных систем в условиях комбинированных внешних воздействий	217
Полянский В.А., Панкратьева И.Л., Власов П.А. Электрогидродинамическая структура течения высокотемпературной химически реагирующей газовой смеси	223
Шельдешова Е.В., Ряполов П.А. Динамика магнитожидкостных систем при сдвиговых воздействиях	231
Рекс А.Г. Загадская А.А. Статика локального теплопередающего магнитожидкостного покрытия на плоской поверхности	235
Иванов А.С., Пшеничников А.Ф. Сила, действующая на немагнитную сферу, погружённую в магнитную жидкость, намагниченную линейным градиентным магнитным полем	241
Косков М.А., Пшеничников А.Ф. Термомагнитная конвекция в замкнутом контуре. Влияние концентрации магнитной фазы	244
Краков М.С., Хохрякова К.А., Колесниченко Е.В. Волны, возникающие на поверхности жидкости при обтекании точечного препятствия	249
Яновский А.А., Симоновский А.Я., Закинян А.Р. Влияние магнитных полей низкой частоты на процесс образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости	255
СЕКЦИЯ «ПРИМЕНЕНИЕ НАНОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ В ТЕХНИКЕ, МЕДИЦИНЕ, БИОЛОГИИ И ЭКОЛОГИИ»	
Соколов Е.А., Калюжная Д.А., Васильева А.О., Ряполов П.А. Микрофлюидные устройства со встроенными управляемыми источниками магнитного поля	264
Иванов А.С., Косков М.А. Магнитная система одноосного феррожидкостного акселерометра	273

Федоров О.Л. Оценка ресурса магнитожидкостных уплотнений, контактирующих с жидкими средами	277
Юрченко В.И., Зятьков Д.О. Портативный прибор измерения магнитного поля на основе емкостного чувствительного элемента с магнитной жидкостью	288
Лабкович О.Н, Погирицкая С.Г., Рекс А.Г, Чернобай В.А. Виброзащитные характеристики магнитожидкостных радиальных подшипников скольжения	292
Богословская О.А., Ольховская И.П., Тарасова И.А., Глущенко Н.Н. Выбор оптимальной концентрации наночастиц железа для предпосевной обработки семян озимой пшеницы	300
Ольховская И.П., Богословская О.А., Яблоков А.Г., Глущенко Н.Н. Влияние различных концентраций наночастиц железа на прорастание клубней картофеля	306
Власов А.М., Казаков Ю.Б. Исследование влияния регулирующей обмотки на изменение магнитной индукции в зазоре магнитожидкостного герметизатора	311
Сайкин М.С. Оценка эксплуатационных параметров магнитожидкостных герметизаторов по комплексному коэффициенту	318
Митрофанов А.В., Зарубин З.В., Шпейнова Н.С., Ладин Д.А. Математическая модель резистивного нагрева частиц во взвешенном слое	326
Нестеров С.А., Бакланов В.Д. Анализ применимости моделей с эффективной вязкостью для расчёта магнитожидкостных устройств	332
Поперечный И.С., Лебедев А.В., Косков М.А. Динамическая восприимчивость взвешенных в жидкости наночастиц феррита кобальта: влияние подмагничивающего поля	337
Диканский Ю.И., Гладких Д.В., Дорожко Д.С. Влияние межфазной поверхности на процессы намагничивания ограниченных объемов магнитных коллоидов	343
Филиппов В.А., Новиков И.В., Филиппова М.В. Расчет положения магнитной жидкости в магнитожидкостном сепараторе с учётом взаимовлияния физических полей	350

ТРИ ЮБИЛЕЯ

Научно-исследовательские работы по магнитным жидкостям и их применению были начаты в Ивановском энергетическом институте в шестидесятих годах прошлого столетия. С 1965 года по инициативе профессора Дмитрия Васильевича Орлова и под его руководством на кафедре «Электрические машины и аппараты» начались работы по созданию герметизирующих устройств космических аппаратов. Для решения данной проблемы профессор Орлов предложил использовать жидкий металл – галлий. Организованным им научным коллективом, основную часть которого составляли талантливые выпускники кафедры, аспиранты и студенты, был выполнен комплекс научно-исследовательских работ по созданию индукционных жидкометаллических уплотнений. Данный тип уплотнений был использован для стендовых испытаний подшипниковых узлов колес советских луноходов «Луноход-1» и «Луноход-2». Однако индукционные жидкометаллические уплотнения, обладая высокой герметичностью, не получили широкого распространения вследствие небольшого перепада давлений, удерживаемого ими. Поиск более эффективного метода решения проблемы привел научную группу Д.В. Орлова в 1969 году к идее использования вместо жидких металлов магнитных жидкостей. В ИЭИ было создано научное направление «Магнитные жидкости и магнитожидкостные устройства».

В связи с перспективностью применения новых магнитоуправляемых материалов Совет Министров СССР в 1976 году выпустил постановление № 409-147 по координации этих работ для космической техники. В 1980 году по решению Государственного комитета СССР по науке и технике в Ивановском энергетическом институте были открыты Проблемная научно-исследовательская лаборатория прикладной феррогидродинамики и Специальное конструкторско-технологическое бюро «Полюс». Первым научным руководителем, директором – главным конструктором вновь созданных первых в стране специализированных организаций в области наукоемких магнитожидкостных технологий был назначен доктор технических наук, профессор Дмитрий Васильевич Орлов. С момента создания СКТБ «Полюс» и ПНИЛ ПФГД занимались:

- разработкой физико-химических аспектов синтеза магнитных жидкостей;
- исследованием физико-химических свойств магнитных жидкостей (магнитных, электрических, реологических, теплофизических свойств, коллоидальной стабильности, процессов агрегации, межфазных и адгезионных явлений);

- исследованием гидродинамики и течений магнитных жидкостей в магнитных полях;
- численным моделированием магнитных, электрических, температурных и других полей в магнитожидкостных устройствах;
- применением магнитных жидкостей в технике (разработка магнитожидкостных герметизаторов, демпферов, датчиков, узлов трения и др., методик и программ расчета и оптимизации магнитных систем различных магнитожидкостных устройств).

Комплексные теоретические и экспериментальные исследования позволили проложить мостик между фундаментальной и прикладной наукой. Разработки специалистов СКТБ «Полюс» и ПНИЛ ПФГД были внедрены на многих предприятиях аэрокосмического комплекса, в числе которых ФГУП «НПО им. С.А. Лавочкина», Ракетно-космическая корпорация «Энергия», Государственный научно-производственный ракетно-космический центр «ЦСКБ - Прогресс», ФГУП «НПО «Техномаш» Российского авиационно-космического агентства. В частности, на орбитальной космической станции «Мир» применялось пятнадцать различных типов магнитожидкостных уплотнений, разработанных в ИЭИ.

В дальнейшем магнитные жидкости и магнитожидкостные устройства, разработанные для нужд аэрокосмической промышленности, нашли своё применение и на земле. Разработки специалистов СКТБ «Полюс» и ПНИЛ ПФГД широко применяются в химических и биологических реакторах, в криогенной и атомной энергетике, в установках по вакуумной плавке и электронно-лучевой сварке, в накопителях памяти персональных компьютеров, в технологических лазерах и текстильном отделочном оборудовании, в механизмах передачи движения. Кроме того, удалось создать принципиально новую технику, не имеющую аналогов в отечественной и зарубежной практике: спецаппарат для дистанционного космического зондирования Земли; установку для электронно-лучевой сварки крупногабаритных конструкций с локальным вакуумированием шва; высокоскоростную систему горизонтирования платформы и др.

В 2020 году научное направление по разработке перспективных герметизирующих устройств, созданное профессором Орловым, отметило 55-летний юбилей. В том же году Проблемная научно-исследовательская лаборатория прикладной феррогидродинамики отметила свой сорокалетний юбилей. По сей день ученые и специалисты ИГЭУ продолжают дело, начатое Дмитрием Васильевичем, сохраняя преемственность поколений, развивая столь интересное и востребованное магнитожидкостное направление.

Многолетний повышенный интерес к магнитным жидкостям со стороны теоретиков и экспериментаторов, перспектива их широкого применения привели к тому, что довольно быстро наука о магнитных жидкостях стала самостоятельной, чрезвычайно интересной и практически полезной областью исследований, находящейся на стыке физической химии коллоидов, физики магнитных явлений и магнитной гидродинамики.

В 1978 году ИЭИ совместно с Институтом механики МГУ получил почётное право на организацию и проведение 1-й Всесоюзной школы-семинара по намагничивающимся жидкостям. С 1985 года конференция проводилась под эгидой Научного совета ГКНТ СССР уже в статусе Всесоюзной конференции по магнитным жидкостям, а с 1996 года – в статусе Международной. Плесская конференция по магнитным жидкостям стала традиционным научным мероприятием, объединив ученых и специалистов ведущих ВУЗов и учреждений РАН. Она дала возможность поделиться знаниями и опытом, поддержать и развить научные связи между научными школами, сохранить дух преемственности и дань научным традициям.

В 2022 году представители ведущих научных школ вновь соберутся на берегах Волги для обсуждения физико-химических аспектов синтеза магнитных коллоидов, их физических свойств и коллоидальной стабильности, вопросов магнитной гидродинамики, тепло- и массообмена, а также перспектив применения магнитных жидкостей в технике и медицине в юбилейный 20-й раз. Организаторы желают всем участникам конференции плодотворной работы и укреплению научных связей.

И.М. Арефьев

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

МАГНИТНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ КОМПОЗИТЫ НА ОСНОВЕ ПОЛИХЛОРОПРЕНА И МАГНЕТИТА

Фионов А.С. ^{1,*}, **Хачатуров А.А.** ², **Сафонов С.С.** ¹, **Тлегенов Р.** ¹,
Голованов Е.В. ¹, **Сургай А.В.** ¹, **Колесов В.В.** ¹, **Потапов Е.Э.** ²

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова

Российской академии наук,

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

²ФГБОУВО «МИРЭА - Российский технологический университет»,
Российская Федерация,

119435, ЦФО, г. Москва, улица Малая Пироговская, д. 1, стр. 5

E-mail: fionov@cplire.ru*

Аннотация. Разработана лабораторная методика изготовления магнитно-структурированных композиционных материалов на основе термоотверждаемых эластомеров и мелко- и ультрадисперсных магнитных наполнителей. Получены образцы композитов, в которых матрицей является полихлоропрен серного регулирования, а наполнителем – магнетит, как природный, так и синтетический. Исследованы электрофизические и магнитные свойства образцов с различным содержанием наполнителя. Показано, что методика позволяет изготавливать эластомерные композиционные материалы, обладающие магнитной объемной 3D структурой.

Ключевые слова: магнитноструктурированный функциональный материал, магнетит, полихлоропрен серного регулирования, электрофизические свойства, магнитные свойства

MAGNETICALLY STRUCTURED COMPOSITES BASED ON POLYCHLOROPRENE AND MAGNETITE

Fionov A.S. ^{1,*}, **Khachaturov A.A.** ², **Safonov S.S.** ¹, **Tlegenov R.** ¹,
Golovanov E.V. ¹, **Surgay A.V.** ¹, **Kolesov V.V.** ¹, **Potapov E.E.** ²

¹Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics
of Russian Academy of Sciences

Russian Federation, 125009, Moscow, Mokhovaya str., 11-7

²MIREA - Russian Technological University

Russian Federation, 119435, Moscow, Malaya Pirogovskaya str., 1-5

E-mail: fionov@cplire.ru*

Abstract. A laboratory technique for the manufacture of magnetically structured composite materials based on thermally cured elastomers and fine and ultrafine magnetic fillers has been developed. Samples of composites were obtained in which the matrix is polychloroprene of sulfur regulation, and the filler is magnetite, both natural and synthetic. The electrophysical and magnetic properties of samples with different

filler contents are investigated. It is shown that the technique makes it possible to produce elastomeric composite materials with a magnetic structure.

Key words: magnetically structured composite, functional material, magnetite, sulfur-regulated polychloroprene, electrophysical properties, magnetic properties, IR radiation.



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.



ХАЧАТУРОВ Арам Арнольдович, закончил РТУ МИРЭА в 2018 году. Аспирант кафедры химии и технологии переработки пластмасс и полимерных композитов института тонких химических технологий им М.В. Ломоносова РТУ МИРЭА



САФОНОВ Сергей Станиславович окончил РТУ МИРЭА в 2020 году. Младший научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.



ТЛЕГЕНОВ Рустем окончил СГТУ в 2021 году. Студент ФГБОУВО «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет).



ГОЛОВАНОВ Егор Владимирович закончил ФГБОУ ВО «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) в 2020 году. Младший научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.



СУРГАЙ Анастасия Викторовна закончила Сибирский государственный университет в 2021 году по направлению Радиотехника. Аспирант 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.



ПОТАПОВ Евгений Эдуардович, доктор химических наук, профессор, профессор кафедры химии и технологии переработки пластмасс и полимерных композитов Института тонких химических технологий им М.В. Ломоносова РТУ МИРЭА

Магнитоактивные эластомеры, представляющие собой гетерофазную дисперсную систему, состоящую из эластичной матрицы 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 при синтезе, но и управлять этими характеристиками в режиме реального времени.

В представленной работе была создана лабораторная прессформа для изготовления образцов эластомерных композиционных материалов с магнитным наполнителем с одновременным приложением постоянного магнитного поля (рис. 1). Прессформа состоит из верхней полуформы (3), выполненной из дюралюминия Д16, в которой крышкой (1) фиксируется электромагнит (2), и нижней полуформы (5), выполненной из магнитомягкой стали с формирующей полостью для образца и облойными канавками. Для совмещения полуформ предусмотрены направляющие (4). Нагрев образца при вулканизации производится двумя ТЭНами (7) общей мощностью 120 Вт, температура нагрева контролируется терморпарой. Управление электромагнитом и процессом нагревания выполняются при помощи контроллера на базе Arduino, подключенного к персональному компьютеру.

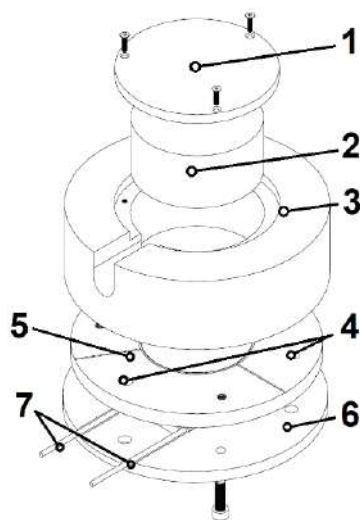


Рис. 1. Лабораторная прессформа

Эластомерные смеси изготавливали в две стадии. На первой стадии компоненты рецептуры (табл. 1) смешивали с использованием лабораторного резиносмесителя при температуре 60°C в течении 10 минут. Для улучшения распределения порошкообразных компонентов в эла-

стомерной матрице полученные на первой стадии смеси подвергали обработке на лабораторных вальцах в течении 3-5 минут.

Таблица 1

Рецептуры эластомерных смесей

Компонент	Состав, масс.ч.			
	1	2	3	4
ПХП Denka PS40АН	100	100	100	100
ZnO	5	5	5	2.5
MgO	4	4	4	2
Fe ₃ O ₄	100	200	300	–
Fe ₃ O ₄ (синт.)	–	–	–	5

Полученные образцы резиновых смесей помещали в устройство, предназначенное для структурирования образцов в присутствии внешнего магнитного поля в процессе вулканизации/отверждения. Экспериментально, с помощью данных безроторной реометрии было показано, что для смесей на основе ПХП максимальная температура при которой не проявляются процессы вулканизации – 120°C. Стоит отметить, что с увеличением температуры снижается вязкость расплава эластомерной фазы, что облегчает процессы магнитного структурирования – миграции магнитного наполнителя в массе материала под действием внешнего магнитного поля. Из этих соображений была выбрана температура начала процесса структурирования магнитных композитов в присутствии внешнего магнитного поля: 120°C. Эластомерные смеси, содержащие различное количество магнетита, в течение 30 минут выдерживали при температуре 120°C в присутствии внешнего магнитного поля ($B = 0.3$ Тл), после чего в течение ~20 мин повышали температуру до 150°C, при которой выдерживали до достижения оптимума процесса вулканизации (определяется для каждой эластомерной смеси индивидуально, как время до достижения 90% от максимального крутящего момента). Весь процесс проводили в присутствии внешнего поля ($B = 0.3$ Тл). По изложенной методике были изготовлены композиты на основе полихлоропрена серного регулирования (ПХП) в качестве матрицы и магнетита, природного либо синтетического, в качестве наполнителя. Полученные в результате образцы представляли собой плоскопараллельные пластины круглой формы с диаметром 64 мм и толщиной 1.1...1.4 мм.

На рис. 2 представлен магнитный профиль образца ПХП, наполненного 300 масс.ч. Fe₃O₄, вулканизованного без магнитного поля (а) и в присутствии внешнего магнитного поля (б), а в табл. 2 параметры кривых размагничивания различных частей того же образца, вулканизованного в магнитном поле.

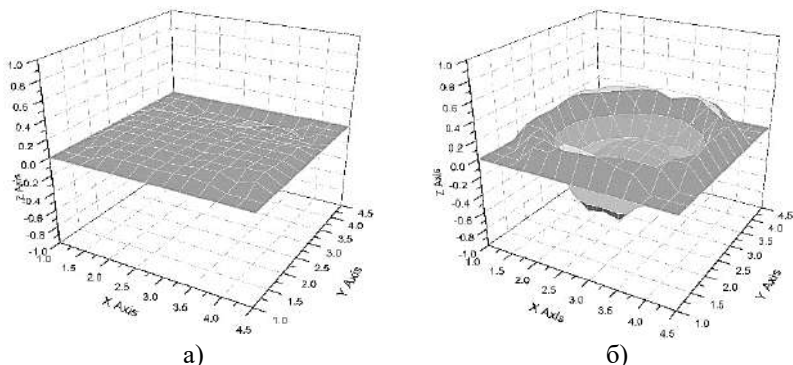

 Рис. 2. Магнитный профиль образца ПХП+300 масс.ч. Fe₃O₄

Таблица 2

Параметры кривых размагничивания

ПХП+300 масс.ч. Fe ₃ O ₄	Показатель	Ориентация образца при измерении	
		Параллельно полю	Перпендикулярно полю
Центральная часть образца	H _{sat} , Э	600	900
	H _C , Э	43	45
	M ₀ (H=0), emu	0.19	0.14
Периферийная часть образца	H _{sat} , Э	550	950
	H _C , Э	36	40
	M ₀ (H=0), emu	0.17	0.10

На рис. 2 значение оси Z – магнитный момент элемента образца с координатами X и Y (максимальное значение по оси ±1 мТл). Магнитный момент измеряли аксиальным датчиком Холла Тесламетра Маяк-3М с шагом 5 мм по осям X и Y. Кривые размагничивания получали при помощи вибромагнитометра ВМ-2К путем измерения магнитного момента исследуемого образца при его возвратно-поступательном движении в постоянном магнитном поле до 8 килоэрстед.

Таблица 3

Электрофизические характеристики

С _{Магниты} масс. ч.	B, Тл	h, мм	ε (tgδ)		ρ _v , ×10 ⁷ Ом·м		
			1 кГц	1 МГц	10 В	100 В	500 В
0	0	1.24	5.8 (0.027)	5.1 (0.097)	2100	1500	1000
100 (Природ.)	0	1.28	9.5 (0.030)	8.3 (0.084)	460	400	350
100 (Природ.)	0.3	1.26	17.3 (0.073)	12.9 (0.092)	480	22	-
200 (Природ.)	0	1.27	12.8 (0.051)	10.6 (0.081)	990	450	-
200 (Природ.)	0.3	1.26	14.5 (0.062)	11.5 (0.082)	690	23	-
300 (Природ.)	0	1.24	23.1 (0.222)	13.0 (0.120)	0.91	-	-
300 (Природ.)	0.3	1.30	31.1 (0.243)	16.7 (0.125)	0.25	-	-
5 (Синтет.)	0	1.18	5.9 (0.019)	5.3 (0.090)	840	470	420
5 (Синтет.)	0.3	1.34	5.1 (0.019)	4.6 (0.075)	1000	720	590

В табл. 3 представлены электрофизические характеристики образцов с различной рецептурой смеси.

На основании полученных данных, а также сравнительных исследований образцов, полученных в различных условиях, можно сделать вывод, что разработанная методика позволяет получать магнитодиэлектрические эластомерные композиты, обладающие магнитной объемной 3D структурой, с заданными электрофизическими параметрами.

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант № 22-29-20176.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kuznetsova I.E., Kolesov V.V., Zaitsev B.D. et al. Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 81, 945–949 (2017).
2. Khachaturov A.A., A.S. Fionov, V.V. Kolesov et al. RENSIT. 11(2), 189–198 (2019).

МАГНИТОАКТИВНЫЕ КОМПОЗИТЫ НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕРНЫХ МАТРИЦ С РЕГУЛИРУЕМОЙ НА МОЛЕКУЛЯРНОМ УРОВНЕ СТРУКТУРОЙ

Крамаренко Е.Ю.^{1,2,3}, Костров С.А.^{1,3}, Шейко С.С.⁴

¹ МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет.

119991, Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2

² Институт элементоорганических соединений им. А.Н.Несмеянова

Российской академии наук (ИНЭОС РАН),

119334, г. Москва, ул. Вавилова, д. 28, стр.1.

³ Институт синтетических полимерных материалов

им. Н.С. Ениколопова Российской академии наук (ИСПМ РАН),

117393, г. Москва, ул. Профсоюзная, д. 70.

⁴ Институт высокомолекулярных соединений РАН (ИВС РАН),

199004, г. Санкт-Петербург, В. О. Большой пр. 31.

E-mail: kram@polly.phys.msu.ru

Аннотация. Магнитоактивные полимерные материалы (МПП) – полимерные матрицы, наполненные магнитными микро- или наночастицами – привлекают в настоящее время постоянно возрастающий интерес благодаря своим необычным свойствам, возникающим при приложении внешних магнитных полей, и широким возможностям практического применения. Состав МПП, основными компонентами которых являются полимерная дисперсионная среда и магнитный наполнитель, обеспечивает большую вариативность свойств композита, позволяющую «подстраивать» их для дальнейших применений в той или иной области. В данной работе обсуждаются свойства МПП на основе новых дисперсионных сред, представляющих собой химически или физически сшитые молекулярные щетки – гребнеобразные полимеры с высокой плотностью боковых цепей. Архитектура таких полимеров позволяет варьировать свойства их расплавов на молекулярном уровне путем изменения молекулярных параметров, таких как длина и плотность прививки боковых цепей, длина основной цепи. Химически сшитые молекулярные щетки демонстрируют низкое значение модуля упругости из-за отсутствия зацеплений и эффективного разбавления системы за счет наличия боковых цепей. Это позволяет получать магнитоактивные эластомеры на их основе с большим откликом на магнитные поля без дополнительного использования низкомолекулярного растворителя. На основе химически сшитых молекулярных щеток были созданы магнитоактивные композиты, которые имитируют механическое поведение различных биологических тканей, которое можно бесконтактно регулировать внешним магнитным полем. Вводя в состав молекулярных щеток небольшую долю сегрегирующих боковых цепей, были созданы на их основе физически сшитые эластомеры за счет формирования в системе мицеллярных агрегатов. Обратимые переходы между эластомерным и жидким состоянием такой дисперсионной среды при изменении температуры позволяют реконфигурировать агрегаты магнитных частиц путем приложения магнитного поля и, следовательно, гибко управлять физическими свойствами магнитоактивных композитов.

Ключевые слова: магнитоактивные полимерные материалы, магнитоактивный эластомер, магнитореологический эластомер, вязкоупругие свойства, реология, молекулярные щетки.

MAGNETIC-ACTIVE COMPOSITES BASED ON POLYMER MATRIXES WITH A STRUCTURE REGULATED AT THE MOLECULAR LEVEL

Kramarenko E.Yu. ^{1,2,3}, **Kostrov S.A.** ^{1,3}, **Sheiko S.S.** ⁴

¹ Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics
119991, Moscow, Leninskiye Gory 1, building 2

² Institute of Organoelement Compounds A.N. Nesmeyanov
of the Russian Academy of Sciences (INEOS RAS),
119334 Moscow, st. Vavilova, d. 28, building 1.

³ Institute of Synthetic Polymer Materials them. N.S. Enikolopov
of the Russian Academy of Sciences (ISPM RAS),
117393, Moscow, st. Profsoyuznaya, 70.

⁴ Institute of Macromolecular Compounds RAS (IVS RAS),
199004 St. Petersburg, V. O. Bolshoy pr. 31

E-mail: kram@polly.phys.msu.ru

Annotation. Magnetoactive polymeric materials (MPMs), i.e., polymer matrices filled with magnetic micro- or nanoparticles, are currently attracting ever-increasing interest due to their unusual properties that arise when external magnetic fields are applied, and wide possibilities of practical application. The composition of MPMs, the main components of which are a polymer dispersion medium and a magnetic filler, provides a large variability of the properties of the composite, allowing them to be "tuned" for further applications in a particular area. In this paper, we discuss the properties of MPMs based on new dispersion media, which are chemically or physically crosslinked molecular bottlebrushes – comb-shaped polymers with a high grafting density of side chains. The architecture of such polymers makes it possible to vary the properties of their melts at the molecular level by changing molecular parameters of macromolecules, such as the length and grafting density of side chains, and the length of the main chain. Chemically crosslinked molecular bottlebrushes exhibit a low elastic modulus due to the lack of entanglement and effective dilution of the system due to the presence of side chains. This makes it possible to obtain magnetically active elastomers based on them with a high response to magnetic fields without the additional use of a low molecular weight solvent. Based on molecular bottlebrushes, composites have been created that mimic the mechanical behavior of various biological tissues, which can be contactlessly controlled by an external magnetic field. By introducing a small fraction of segregating side chains into the composition of molecular brushes, physically crosslinked elastomers were created on their basis due to the formation of micellar aggregates in the system. The reversible transitions between the elastomeric and liquid states of such a dispersion medium with temperature make it possible to reconfigure the aggregates of magnetic particles by applying a magnetic field and, therefore, to flexibly control the physical properties of magnetically active composites.

Key words: magnetically active polymeric materials, magnetically active elastomer, magnetorheological elastomer, viscoelastic properties, rheology, molecular bottlebrushes



КРАМАРЕНКО Елена Юльевна окончила физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова в 1990 году, аспирантуру - в 1993 г. В 1993 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата, а в 2009 г. – доктора физико-математических наук. Имеет более 100 статей в рецензируемых журналах, 1 авторское свидетельство на изобретение и 9 патентов РФ. В настоящее время является профессором физфака МГУ имени М.В. Ломоносова, ведущим научным сотрудником ИНЭОС РАН и ИСПМ РАН. Удостоена звания «Профессор РАН». Область научных интересов включает теоретические и экспериментальные исследования новых «умных» полимерных материалов с высоким откликом на внешние воздействия, в частности, полиэлектролитов, полимеров сложной архитектуры, магнито-полимерных композитов.



КОСТРОВ Сергей Александрович, в 2020 г. с красным дипломом окончил магистратуру физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова по специальности физик и в настоящее время там же продолжает обучение в аспирантуре. Тема научной работы связана с созданием магнитоактивных полимерных композиций – магнитореологических жидкостей и магнитоактивных эластомеров, синтезом новых дисперсионных сред и исследованием реологических и вязкоупругих свойств во внешних магнитных полях. Удостоен стипендии фонда развития теоретической физики и математики «Базис».



ШЕЙКО Сергей Станиславович окончил факультет молекулярной и химической физики МФТИ в 1986 г. В 1991 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В настоящее время является профессором и заведующим лабораторией Университета Северной Каролины в Чапел Хилл (США). Член Американского физического общества. Возглавляет лабораторию биомиметических полимеров в Институте высокомолекулярных соединений РАН. Автор более 200 научных статей. Область научных интересов включает дизайн новых полимерных материалов с уникальными свойствами для биомедицинских имплантатов, робототехники и повышения нефтеотдачи пластов.

Магнитоактивные полимерные материалы (МПАМ) – полимерные матрицы, наполненные магнитными микро- или наночастицами – привлекают в настоящее время постоянно возрастающий интерес. Сочетание полимерной вязкоупругости матриц и магнитных свойств частиц наполнителя обуславливает возникновение целого ряда уникальных явлений в данных композитах и открывает возможность управления их физическими свойствами с помощью внешних магнитных полей. Состав МПАМ, основными компонентами которых являются полимерная дисперсионная среда и магнитный наполнитель, обеспечивает большую вариативность свойств композита, позволяющую «подстраивать» их для

дальнейших применений в той или иной области. К МПМ относятся как магнитоактивные полимерные жидкости на основе полимерных расплавов в жидком состоянии, принадлежащие к более широкому классу магнитных, или магнитореологических, жидкостей (МРЖ) [1], так и магнитоактивные эластомеры (МАЭ), основанные на полимерных сетках с химическими или физическими сшивками [2-4].

Недавно в качестве новых полимерных дисперсионных сред для МПМ было предложено использовать полимеры сложной архитектуры, которые обладают целым рядом уникальных свойств, что определяет преимущества их использования по сравнению с линейными аналогами. В частности, в работе [5] созданы МРЖ на основе сверхразветвленных поликарбосиланов, которые в отличие от расплавов линейных полимеров представляют собой ньютоновские жидкости, вязкость и энергию активации вязкого течения которых можно варьировать в широких пределах путем изменения молекулярных параметров и регулярности молекулярной структуры. В работе [6] получены МРЖ на основе звездообразного 32-лучевого полидиметилсилоксана (ПДМС) с содержанием магнитных частиц карбонильного железа от 70 до 80% по массе, изучены их вязкоупругие свойства в магнитных полях и проведено сравнение с аналогичными МРЖ на основе линейного ПДМС. Показано, что относительный рост вязкости и модуля упругости МРЖ в магнитном поле 1 Тл превышает 4 порядка величины, а возникающий предел текучести достигает 70 кПа, что является значительным. При этом для МРЖ на основе многолучевых ПДМС звезд значения вязкости насыщаются в довольно малых полях до 300 мТл, а модуля упругости – до 100 мТл.

В работе [7] для создания магнитоактивных эластомеров с высоким откликом на магнитные поля было предложено использовать так называемые щеточные полимеры, или молекулярные щетки, – гребнеобразные полимеры с высокой плотностью прививки боковых цепей. Архитектура таких полимеров позволяет варьировать свойства их расплавов на молекулярном уровне путем изменения молекулярных параметров макромолекул, таких как длина и плотность прививки боковых цепей, длина основной цепи [8]. Химически сшитые молекулярные щетки демонстрируют низкое значение модуля упругости из-за отсутствия зацеплений и эффективного разбавления системы за счет наличия боковых цепей. Изучение механических свойств полученных эластомеров с разной плотностью сшивки и концентрацией магнитных частиц от 10 до 70 масс% показало, что уменьшение плотности сшивки приводит к значительному размягчению матриц МПМ. Без использования низкомолекулярного пластификатора были достигнуты низкие значения модуля Юнга всего в 1000 Па, что соответствует модулю упругости мягких

биологических тканей, таких как легкие, почки и мозг. Было показано, что рост модуля упругости композитов на основе наиболее мягких сеток в магнитном поле 1 Тл достигает трех порядков величины, что может быть достигнуто для МПМ на основе стандартных силиконовых композиций лишь добавлением высоких концентраций низкомолекулярного пластификатора до 70 масс% [2, 3, 9], что сужает область их применений. Использование щеточных полимеров позволило исключить низкомолекулярный компонент без потери в величине магнитоэологического эффекта. Разработанный метод получения МПМ путем совместного инжестирования без растворителя расплавов полимерных щеток и магнитных частиц обеспечивает дополнительные преимущества, такие как литье под давлением различных форм и равномерное распределение частиц в композитах МПМ.

В данной работе созданы МПМ на основе молекулярных щеток, содержащих небольшую долю сегрегирующих боковых цепей (рис. 1), которые формируют мицеллярные агрегаты при комнатной температуре, играющие роль физических сшивок. Метод получения таких систем на основе полиизобутиленовых щеток с небольшой долей полистирольных боковых цепей описан в [10]. В качестве магнитного наполнителя использовали карбонильное железо со средним размером частиц 5 мкм. Вязкоупругие свойства полученных магнитных композиций изучали на реометре “Anton Paar Physica MCR 302” с измерительной системой плоскость–плоскость и магнитной ячейкой MRD 170/1 Т, снабженной электромагнитом. Измерения компонент динамического модуля сдвига образцов в форме диска диаметром 20 мм и высотой 1 мм проводили при частоте сдвиговых осцилляций 10 рад/с в режиме линейной вязкоупругости. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости сдвига.

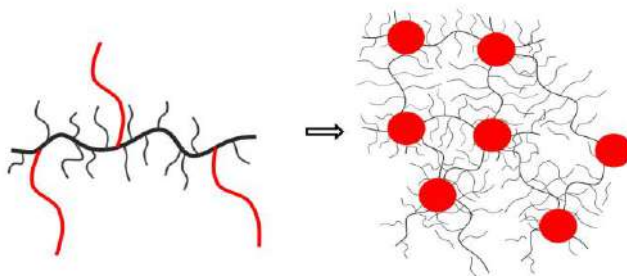


Рис. 1. Схематическое представление структуры молекулярной щетки с небольшой долей сегрегирующих боковых цепей (слева), которые формируют мицеллярные агрегаты в расплаве (справа), играющие роль физических сшивок

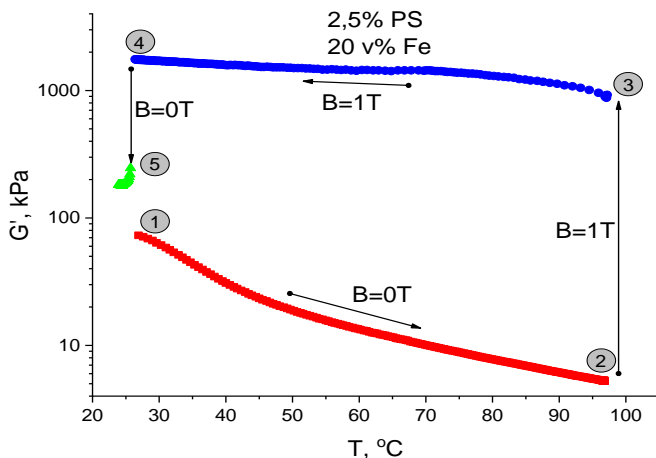


Рис. 2. Температурная зависимость модуля накопления образца, содержащего 20 об.% микрочастиц карбонильного железа. Красная кривая – нагрев образца в отсутствие магнитного поля. В точке 2 включается магнитное поле 1 Тл. Синяя кривая – охлаждение в магнитном поле 1Тл. В точке 4 магнитное поле выключается

На рис. 2 представлены температурные зависимости модуля накопления, полученные при нагревании образца МПМ, содержащего 20 об.% карбонильного железа, в отсутствие магнитного поля (интервал 1-2) и последовательном охлаждении в магнитном поле 1Тл (интервал 3-4). При комнатной температуре образец ведет себя как твердое тело. Увеличение температуры приводит к размягчению композита и переходу в жидкое состояние, в котором значения тангенса угла механических потерь оказываются выше единицы. Видно, что при включении магнитного поля при повышенной температуре происходит значительное увеличение модуля упругости образца за счет структурирования магнитного наполнителя вдоль линий магнитного поля и сильных магнитных взаимодействий между частицами. При охлаждении в магнитном поле магнитные структуры фиксируются физической сеткой мицеллярных агрегатов, благодаря чему модуль упругости образца при выключении поля (точка 5) оказывается в разы выше, чем в исходном состоянии. Упорядочение магнитных частиц в ориентированные цепочечные агрегаты наблюдали с помощью электронной сканирующей микроскопии.

Таким образом, создан новый тип МПМ, свойствами которого можно управлять в интегральном пространстве температура-магнитное поле.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 19-13-00340-П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. De Vicente J., Klingenberg D.J., Hidalgo-Alvarez R. // *Soft matter*. 2011. V. 7. № 8. P. 3701. doi:10.1039/C0SM01221A.
2. M. Shamonin, E. Y. Kramarenko, Highly responsive magnetoactive elastomers. In: *Novel Magnetic Nanostructures*, Elsevier, 2018, p. 221.
3. E.Yu. Kramarenko, G.V. Stepanov, A.R. Khokhlov. // *INEOS OPEN*, 2019, 2 (6), 178–184. doi: 10.32931/io1926r.
4. Ubaidillah, Sutrisno J, Purwanto A and Mazlan S A 2015 *Advanced Engineering Materials*. 17 563–97. doi:10.1002/adem.201400258.
5. Vasiliev V.G., Sheremetyeva N.A., Buzin M.I., Turenko D.V., Papkov V.S., Klepikov I.A., Kramarenko E.Y. // *Smart Mater. Structures*. 2016. V. 25. № 5. P. 055016. doi:10.1088/0964-1726/25/5/055016.
6. Костров С.А., Тихонов П.А., Музафаров А.М., Крамаренко Е.Ю.// *Высокомолекулярные соединения, Серия А*, 2021. Т. 63. № 3. С. 198–209. doi: 10.31857/S230811202103007X.
7. С.С. Абрамчук, Д.С. Гришин, Е.Ю.Крамаренко, Г.В. Степанов, А.Р.Хохлов. // *Высокомолек. соедин. А*, 2006. т. 48. № 2. С. 245-253. doi: 10.1134/S0965545X06020064.
8. S.A. Kostrov, E. Dashtimoghadam, A.N. Keith, S.S. Sheiko, E.Yu. Kramarenko. // *ACS Appl. Mater. Interfaces*. 2021. V.13. P.38783. doi:10.1021/acsmi.1c12860.
9. Vatankhah-Varnosfaderani, M.; Daniel, W. F. M.; Everhart, M.H.; Pandya, A. A.; Liang, H.; Matyjaszewski, K.; Dobrynin, A. V.; Sheiko, S. S. // *Nature*. 2017. V.549. P. 497–501.
10. E. Dashtimoghadam, M. Maw, A.N. Keith, F.Vashahi, Yu.D. Gordievskaya, E.Yu. Kramarenko, E.A. Bersenev, E.A. Nikitina, D.A. Ivanov, Y.Tian, A.V. Dobrynin, M.Vatankhah-Varnosfaderani, S.S. Sheiko. 2022, *Materials Horizons*, submitted.

ХИМИЧЕСКАЯ И ФИЗИЧЕСКАЯ СОРБЦИЯ ПАВ С КАРБОКСИЛЬНОЙ ГРУППОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ МАГНЕТИТОВЫХ КОЛЛОИДНЫХ ЧАСТИЦ

Иванов А.С.

ФГБУН Институт механики сплошных сред УрО РАН

г. Пермь, Российская Федерация

E-mail: lesnichiy@icmm.ru

Аннотация. Выполнен квантово-механический расчёт энергии связи молекулы ПАВ с карбоксильной группой и молекулой магнетита. Показана принципиальная возможность образования двух видов связи: сильной химической (ковалентной) и слабой физической (водородной). Вычислена энергия связи в обоих случаях.

Ключевые слова. Магнитная жидкость, магнетит, ПАВ, энергия связи

CHEMICAL AND PHYSICAL SORPTION OF SURFACTANT WITH CARBOXYL GROUP ON THE SURFACE OF MAGNETITE COLLOIDAL PARTICLES

Ivanov A.S.

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russia

E-mail: lesnichiy@icmm.ru

Abstract. The quantum-mechanical calculation of the bonding energy of a surfactant molecule with a carboxyl group and a magnetite molecule was performed. It was shown that two kinds of bonding are possible in principle: strong chemical (covalent) and weak physical (hydrogen) bonding. The bonding energy in both cases was calculated.

Key words. Magnetic fluid, magnetite, surfactant, bond energy



ИВАНОВ Алексей Сергеевич окончил ПГУ по специальности «Радиофизика» в 2006 году. В 2011 году защитил диссертацию на соискание ученой степени к.ф.-м.н. по теме «Магнитофорез и диффузия коллоидных частиц в тонком слое магнитной жидкости». В настоящее время является заведующим лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.

Несмотря на успехи современных ЭВМ, прямое численное моделирование кристалла магнетита, покрытого защитной оболочкой из молекул олеиновой кислоты, является невыполнимой задачей. Вычисление энергии связи ПАВ с магнетитовой наночастицей возможно только с применением методов Хартри-Фока, функционала плотности, Мюллера-Плессе,

возможности которых ограничены системами из 25–100 «тяжелых» атомов (т.е. любых атомов, кроме водорода). Остальные методы (полуэмпирические) не рекомендуется применять ввиду их плохой точности, особенно к соединениям переходных металлов [1, 2].

Сложность используемой теоретической модели, а также наличие вычислительных ресурсов и времени требуют компромиссного подхода. Численное моделирование оправдывает своё применение, когда от исследуемой системы заимствуются только существенные для конкретной задачи характеристики, а всё несущественное игнорируется. В предлагаемой работе было поставлено два вопроса:

1. Возможно ли присоединение ПАВ к магнетиту двумя видами связи (не только ковалентной, а ещё и водородной)?

2. Если ответ на первый вопрос утвердительный, то чему (приблизительно) равна энергия химической связи в обоих случаях?

Для ответа на эти вопросы использовалось численное моделирование в программах квантовой химии Avogadro и Spartan. Учитывая перечисленные ограничения, моделирование выполнялось не для элементарной ячейки магнетита и олеиновой кислоты, а для более простых соединений: молекулы Fe_3O_4 и уксусной кислоты CH_3COOH . Выбор уксусной кислоты требует аргументации, так как она непригодна для стабилизации частиц магнетита и никогда для этой цели не используется. Молекула CH_3COOH короткая и не содержит изгиба, имеющегося у олеиновой кислоты [3]. Однако при этом у обеих молекул уксусной и олеиновой кислот есть и общие черты.

Во-первых, обе молекулы имеют одинаковую компоновку из двух характерных частей: полярная группа (головка) и неполярная часть (хвост). Во-вторых, полярная группа у них одна и та же – карбоксильная, то есть молекулы имеют общий вид R-COOH . Так как ПАВ прикрепляется к магнетиту полярной группой, то конкретная структура неполярного хвоста играет второстепенное значение.

Как видно, общие черты у молекул уксусной и олеиновой кислот существеннее их отличий в контексте тех вопросов, которые ставились перед численным моделированием.

Таким образом, исследовалось прикрепление CH_3COOH к молекуле Fe_3O_4 двумя способами: водородной или ковалентной связью.

На рис. 1 показаны результаты численного моделирования соединений молекул CH_3COOH и Fe_3O_4 . В первом случае вычислялась связь между нейтральной молекулой CH_3COOH (число неспаренных электронов $n_p=0$) и нейтральным соединением Fe_3O_4 с OH группой ($n_p=13$). Результирующая конфигурация системы с H -связью (показана пунктирными линиями на рис. 2(A, B)). Отметим, что обозначенная H -связь ни-

как не задавалась вручную, но была обнаружена в процессе моделирования. Это подтверждает правильность высказанного предположения о возможности подобного соединения.

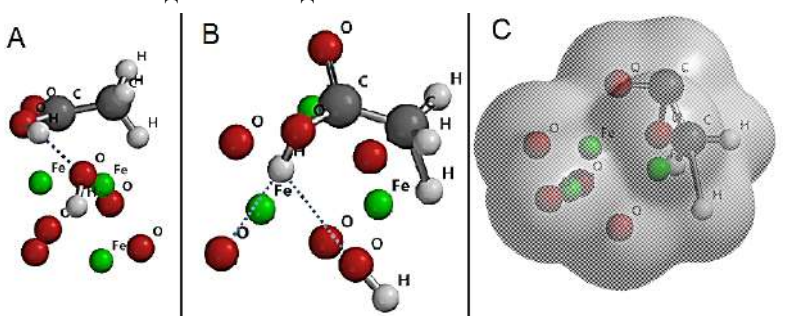


Рис. 1. А, В – варианты образования Н-связи (показана пунктирной линией) между уксусной кислотой и молекулой магнетита. С – образование ковалентной связи (показана поверхность, обозначающая облако распределения вероятности нахождения электронов на молекулярной орбитали)

Далее, по аналогии было выполнено моделирование соединения катиона $[\text{CH}_3\text{CO}]^+$ с анионом $[\text{Fe}_3\text{O}_5]^-$. Равновесная конфигурация системы показана на рис. 1(С), из которой видно, что исходные молекулы теперь связаны ковалентной связью, и атом кислорода, к которому прикрепляется ПАВ, принципиально неотличим от других атомов О в молекуле Fe_3O_4 . Помимо этих вычислений, также по отдельности было выполнено моделирование молекул H_2O и CH_3COOH . Конечная цель моделирования заключалась в вычислении энергии связи, которая определялась через разность полной энергии продуктов реакции E_p и полной энергии исходных реагентов E_r

$$E = E_p - E_r = E_{p1} + E_{p2} + \dots - E_{r1} - E_{r2} - \dots \quad (1)$$

Под полной энергией E молекулы в вычислительных пакетах понимается энергия гипотетической реакции, в результате которой из совокупности отдельных (изолированных) ядер и электронов образуется молекула. Полная энергия всегда отрицательна ($E < 0$), а энергия реакции (1) может быть отрицательной (экзотермическая реакция), либо положительной (эндотермическая реакция). В нашем случае энергия связи была всегда отрицательна, что говорит о том, что образование соединений (рис. 1) является энергетически выгодным.

Итак, в соответствии с (1) было получено следующее оценочное значение для энергии ковалентной связи $E_c = 220$ кДж/моль. Энергия Н-связи для нейтральной системы равна $E_n = 10$ кДж/моль. Если же система состоит из нейтральной молекулы CH_3COOH и аниона $[\text{Fe}_3\text{O}_5]^-$ (такой вариант допустим при приготовлении феррожидкости, когда

только что осевшие частицы магнетита в щелочной среде обладают отрицательным зарядом), то энергия Н-связи возрастает до $E_H = 25$ кДж/моль.

Подведём итог. Численное моделирование качественно показывает возможность появления как ковалентной, так и водородной связи при адсорбции карбоновых кислот на поверхности магнетитовых частиц. Полученные значения для энергий ковалентной и водородной связи не противоречат известным данным [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. S. Gordon and M. W. Schmidt, "Advances in electronic structure theory: GAMESS a decade later," in Theory and Applications of Computational Chemistry. Editors: C.E. Dykstra, G. Frenking, K.S. Kim, G.E. Scuseria, Elsevier, 2005, pp. 1167-1189.
2. Y. Shao, L. F. Molnar, Y. Jung, J. Kussmann, C. Ochsenfeld and S. T. Brown, "Advances in methods and algorithms in a modern quantum chemistry program package," Physical Chemistry Chemical Physics, vol. 8, pp. 3172-3191, 2006.
3. R. E. Rozenzweig, Ferrohydrodynamics, Cambridge: Cambridge university press, 1997.
4. Н. Л. Глинка. Общая химия. Л.: Химия. 1974.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУКТУРНЫХ РЕШЕТОК В ТОНКИХ СЛОЯХ МАГНИТНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

Мкртчян В.Д., Диканский Ю.И.

Северо-Кавказский федеральный университет,
355017, Россия, Ставрополь, ул. Пушкина, 1
E-mail: vika_g96@mail.ru

Аннотация. Приведены результаты исследования формирования гексагональных структурных решеток в тонких слоях магнитных эмульсий при воздействии магнитного поля, перпендикулярного плоскости слоя. Установлен характер зависимости параметра решеток от температуры. Показано, что при использовании для подобных исследований источников лазерного излучения необходимо учитывать проявление термокапиллярных эффектов.

Ключевые слова: магнитные эмульсии, термокапиллярный эффект, структурные решетки, микрокапельные агрегаты.

FEATURES OF THE FORMATION OF STRUCTURAL LATTICES IN THIN LAYERS OF MAGNETIC EMULSIONS

Mkrtychyan V.D., Dikansky Y.I.

North Caucasian Federal University,
Stavropol, st. Pushkin, 1, 355017, Russia
*E-mail: vika_g96@mail.ru

Annotation. The results of studying the formation of hexagonal structural lattices in thin layers of magnetic emulsions under the influence of a magnetic field perpendicular to the plane of the layer are presented. The nature of the dependence of the lattice parameter on temperature is established. It is shown that when using laser radiation sources for such studies, it is necessary to take into account the manifestation of thermocapillary effects.

Key words: magnetic emulsions, thermocapillary effect, structural lattices, microdroplet aggregates

Введение. Воздействие магнитного поля, перпендикулярно направленного плоскости слоя магнитной жидкости, содержащей микрокапельные агрегаты, может приводить к формированию в нем упорядоченных структурных решеток. Исследованию таких, периодических концентрационных структур, возникающих в тонких слоях магнитных коллоидов, ранее посвящалось достаточно большое количество работ (например, [2, 3, 8]). Параметры, возникающих структурных решеток определяются величиной магнитной проницаемости микрокапельных агрегатов и омывающей их среды, напряженностью поля и межфазным

натяжением на границе капля-среда. Кроме того, существенную роль играет также изначальный размер микрокапель, в зависимости от величины которого могут формироваться как гексагональная, так и лабиринтная структурные решетки [4]. Теоретическое рассмотрение образования периодических концентрационных структур рассматривалось в работах [3, 6, 7], однако количественное подтверждение установленных закономерностей экспериментально представляет затруднения из-за сложности определения параметров микрокапельных агрегатов. В настоящей работе предприняты экспериментальные исследования структурных решеток, формирующихся в тонких слоях магнитных эмульсий, представляющих собой взвесь микрокапель магнитной жидкости на основе керосина в несмешивающемся с ней масле АМГ-10. Отличительной чертой таких эмульсий является малое межфазное натяжение на границах микрокапель, в результате чего, воздействие магнитного поля приводит к их деформации – вытягиванию вдоль направления поля [11]. Физические параметры микрокапель эмульсии определяются параметрами использованной магнитной жидкости и могут быть легко установлены, что дает возможность сравнения экспериментальных результатов с теоретическими. В ранее проводимых исследованиях структурных решеток основной упор делался на зависимость их параметров от величины напряженности воздействующего магнитного поля. Однако, существенное влияние на структуру решеток может также оказывать и изменение температуры, что и представилось необходимым изучить.

Методика исследований. Особенности формирования структурных решеток в магнитном поле изучались с помощью оптического микроскопа типа Биолам, не содержащего намагничивающихся деталей. Микроскоп был снабжен видеокамерой, сопряженной с компьютером. При проведении исследования использовалась кювета, представляющая собой две прозрачные прямоугольные стеклянные пластины (рис. 1). Между поверхностями стекол помещалась фторопластовая пленка с круглым отверстием посредине, которое заполнялось магнитной эмульсией. Толщина слоя жидкости составляла 50–70 мкм и регулировалась подбором пленок полимера разной толщины. Кювету с исследуемой эмульсией 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 жидкостного термостата LAUDA ALPHA. Температуру контролировали с помощью медь-константановой термопары, расположенной под прижатой к термостатирующей системе стенкой кюветы с эмульсией. Для осуществления воздействия магнитным полем, ячейка была снабжена намагничивающей систе-

мой (катушками Гельмгольца), создающей однородное поле в объеме, в несколько раз превышающем габариты кюветы (рис. 2).

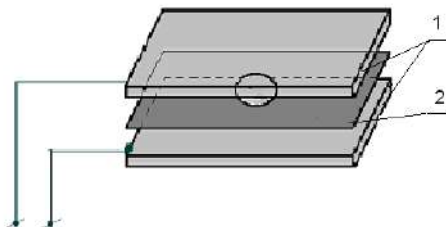


Рис. 1. Схема измерительной ячейки для исследования структуры в тонких слоях МЖ:
1 – стеклянные пластинки с прозрачным токопроводящим покрытием,
2 – фторопластовая пленка

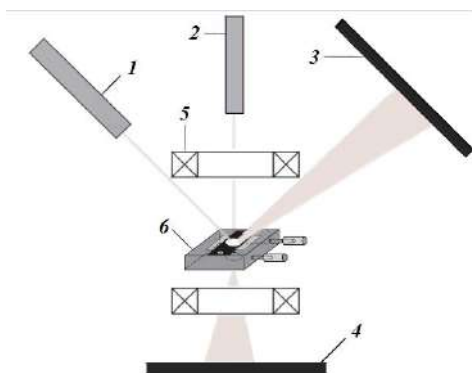


Рис. 2. Схема измерительной установки:
1, 2 – лазеры, 3, 4 – экраны, 5 – катушки Гельмгольца,
6 – кювета с термостатирующей системой

Определение размерных параметров структурных решеток проводилось как с помощью наблюдений в оптический микроскоп, так и исследования дифракционного рассеяния света. С этой целью через слой эмульсии пропускался лазерный луч перпендикулярно плоскости слоя. Возникающая дифракционная картина наблюдалась на экране, расположенном на расстоянии 55 см от кюветы с образцом.

Исследования были проведены для двух образцов эмульсий. Образец №1 был получен путем эмульгирования в масле типа АМГ-10 магнитной жидкости на основе керосина с магнетитовыми частицами, объемная концентрация которых составляла 5,7%. Аналогичным образом был получен образец №2, однако для его получения была использована не однородная магнитная жид-

кость (как для образца №1), а содержащая хорошо развитую систему намагниченных агрегатов, исследование особенностей намагничивания которой ранее проводилось в [9,10].

Результаты исследования и их обсуждение. Выяснено, что воздействие магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости тонкого слоя исследованных образцов, приводит к формированию гексагональной структурной решетки, аналогичной полученной ранее для магнитной жидкости с микрокапельными агрегатами [2,3]. В качестве примера на рис. 3 приведена гексагональная структурная решетка, наблюдавшаяся при использовании образца №1. Оказалось, что период полученной решетки существенно зависит не только от напряженности воздействующего магнитного поля, но и температуры. На рис. 4 приведена зависимость периода решетки от температуры, полученная при использовании образца №1.

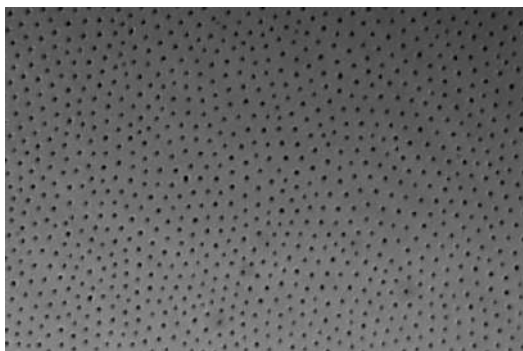


Рис. 3. Гексагональная структурная решетка при температуре 308 К, наблюдавшаяся при использовании образца №1

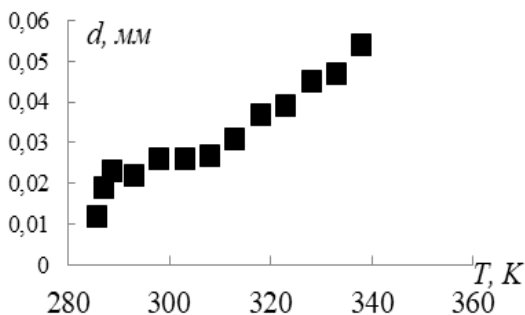


Рис. 4. Зависимость периода решетки от температуры для образца №1.

Как можно видеть из рисунка, после первоначального увеличения, рост периода решетки замедляется в интервале температур 293-308 К, после чего монотонно возрастает. Зависимость периода аналогичной решетки, полученной при использовании образца №2, приведена на рис. 5. Для этой решетки также наблюдается увеличение роста ее периода после достижения температуры 303 К.

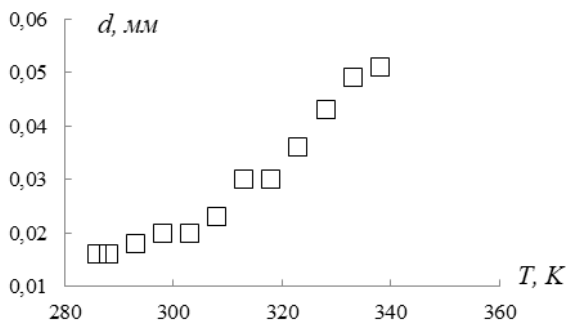


Рис. 5. Зависимость периода решетки от температуры для образца №2.

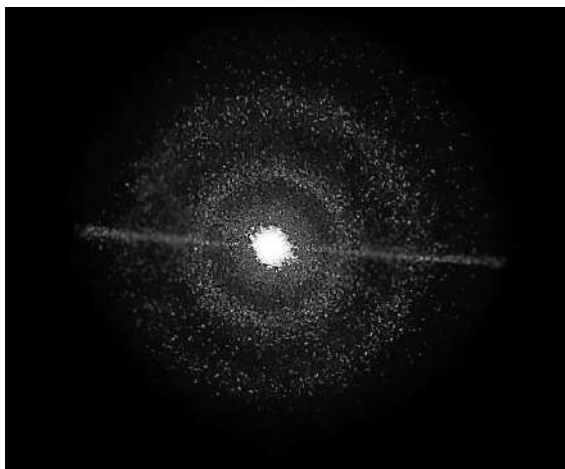


Рис. 6. Дифракционная картина, образующаяся при пропускании лазерного луча через слой эмульсии

При пропускании лазерного луча через слой эмульсии, подверженной действию перпендикулярного магнитного поля, на экране наблюдается дифракционная картина в виде одного или нескольких колец

(рис. 6, образец №2). На рис. 7 приведены температурные зависимости относительного радиуса первого дифракционного кольца, полученные на дифракционных решетках образцов №1 и №2.

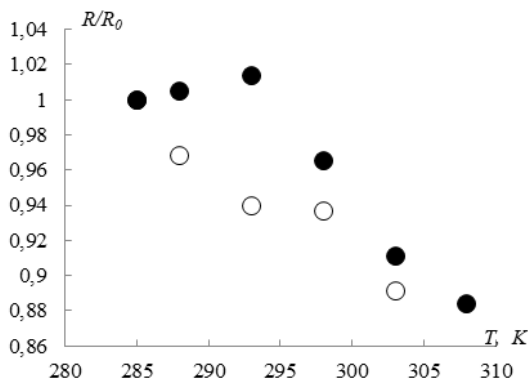


Рис. 7. Температурные зависимости относительного радиуса первого дифракционного кольца, полученные на дифракционных решетках: ● – образец №1, ○ – образец №2

Явление дифракции света на гексагональной структуре ранее рассматривалось в [8]. Интенсивность дифрагированного света определяется значениями функций интерференции на сфере Эвальда [1], из построения которых вытекает условие для углового диаметра дифракционного круга $\theta = 7\lambda / 2\pi l$ (λ – длина волны света, l – расстояние между двумя соседними вытянутыми каплями). В соответствии с этим соотношением наблюдается удовлетворительная корреляция температурных зависимостей периода дифракционной решетки и радиуса дифракционного кольца. В работе [3] Цеберсом А.О. при теоретическом рассмотрении образования структурных решеток в магнитной жидкости с микрокапельными агрегатами было получено выражение для характерного масштаба решетки в виде: $l = \pi h / \sqrt{B_m}$ (h – толщина слоя, B_m – магнитное число Бонда $B_m = 2M^2 h / \sigma$, σ – межфазное натяжение на границе микрокапля-среда). Можно предположить, что особенности температурной зависимости периода решетки, определяются температурными зависимостями межфазного натяжения и намагниченности микрокапли, более подробное исследование чего предполагается в дальнейшем. Следует отметить, что при использовании лазеров для исследования дифракционных явлений необходимо учитывать возможность проявления термокапиллярных эффектов, исследовавшихся для поверхности магнитных

коллоидов нами в [5]. Действительно, при использовании более мощного лазера (Laser 301, 532 нм) было замечено изменение радиуса дифракционного кольца в течение некоторого времени после включения лазера (рис. 8). Очевидно, это связано как с изменением межфазного натяжения, так и намагниченности среды микрокапель в результате нагрева образца в области падения лазерного луча.

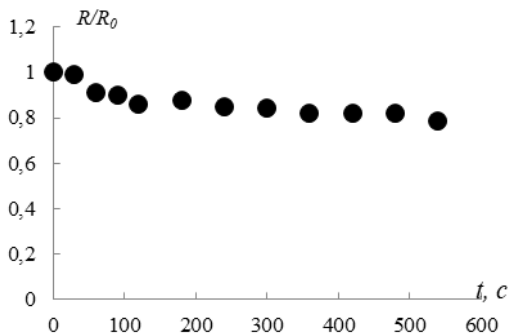


Рис. 8. Временная зависимость относительного радиуса первого дифракционного кольца, полученная на дифракционных решетках при использовании мощного лазера

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках базовой части государственного задания вузам в сфере научной деятельности (проект № 0795-2020-007).

Конфликт интересов отсутствует.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинье А. Рентгенография кристаллов // Пер. с франц.- М.: Гос. изд-во физ.- мат.лит., 1961. 604 с.
2. Диканский Ю.И., Катранова Н.И., Темирчев Г.И. // Материалы 18-й Всесоюз. Конф. По физике магнитных явлений.- Калинин, 1988. С.856-857.
3. Диканский Ю.И. Цеберс А.О. // Магнитная гидродинамика. 1990. №2. С. 47–53
4. Диканский Ю.И., Бондаренко Е.Н., Рубачева В.И. // Материалы 13-го Рижского совещания по магнитной гидродинамике. Рига, 1990. Т.3. с.15–16.
5. Диканский Ю.И., Закинян А.Р., Мкртчян В. Д., Усманов Г. Х. // Коллоидный журнал, 2020. - том 82, № 5. С. 553–559
6. Цеберс А.О. // Магнитная гидродинамика.- 1986.- №4. С.132-135.
7. Цеберс А.О. // Магнитная гидродинамика.- 1988.- №2. С.57-62.
8. Bacri J. C., Salin D. // J. Physique (Lettres). 1882. T.43. P. 771–777.
9. Dikanskiy Y.I., Vegera Z.G., Zakinyan R.G., Nechaeva O.A., Gladkikh D.V // Colloid J. № 67. 2005. P.134–139.
10. Dikansky Y.I., Gladkikh D.V., Zakinyan A.A., Ispiryan A.G., Zakinyan A.R. // Journal of Molecular Liquids. 2020. P.319.
11. Zakinyan A., Dikansky Y. // Colloids Surf. A. 2011. V. 380. P. 314.

ДЕФОРМАЦИОННЫЕ И АНИЗОТРОПНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТОАКТИВНЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ

Степанов Г.В.¹, Кириченко С.И.², Крамаренко Е.Ю.³

¹ Государственный научно-исследовательский институт химии
и технологии элементоорганических соединений (ГНЦ РФ ГНИИХТЭОС)
111123 г. Москва, Шоссе Энтузиастов 38.

² Российский технологический университет
Институт тонких химических технологий имени М.В. Ломоносова (МИРЭА)
119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78

³ МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический факультет.
119991, Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2
E-mail: gstepanov@mail.ru

Аннотация. Магнитоактивные эластомеры (МАЭ) являются продолжением исследований магнитореологических эластомеров общего научного направления «умные материалы». Основным их отличием от обычных материалов – способность обратимо изменять множество своих свойств под действием магнитного поля. Магнитные эластомеры, полученные в магнитном поле во время синтеза, обладают значительной анизотропией как магнитных, так и механических свойств. Синтез магнитных эластомеров в магнитном поле значительно увеличивает модуль в направлении приложенного магнитного поля, а также увеличивается прочность на разрыв. При деформации материала в перпендикулярном направлении модуль упругости уменьшается, а удлинение при разрыве растёт. Это связано с особенностью внутренней структуры материала, в котором частицы выстраиваются в цепи в направлении приложенного поля. При этом количество полимерного материала в направлении приложенного поля, которое находится между частицами уменьшается, а в перпендикулярном направлении возрастает. Этим и объясняется эффект вязкоупругих свойств. Синтезированы анизотропные магнитные эластомеры с магнитотвёрдым наполнителем, которые после намагничивания, сложным образом изгибаются в приложенном магнитном поле.

Ключевые слова: магнитоактивный эластомер магнитореологический эластомер, магнитоуправляемый эластомер, магнитный гель, ферроэласт, анизотропия, магнитный эластомер

DEFORMATIONAL AND ANISOTROPIC PROPERTIES OF MAGNETIC ELASTOMERS

Stepanov G.V.¹, Kirichenko S.I.², Kramarenko E.Yu.³

¹State Research Institute of Chemistry and Technology of Organoelement
Compounds (GNTs RF GNIKhTEOS)
111123, Moscow, Highway Enthusiasts 38.

²Russian Technological University Institute of Fine Chemical Technologies
named after M.V. Lomonosov (MIREA)

119454, Moscow, Prospekt Vernadsky, 78
³Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics.
11999,1 Moscow, Leninskiye Gory 1, building 2
E-mail: gstepanov@mail.ru

Annotation. Magnetically active elastomers (MAE) is a continuation of research on magnetorheological elastomers and the general scientific direction - "smart materials". These materials differ from conventional materials in that they can reversibly change many of their properties when exposed to a magnetic field. Magnetic elastomers obtained in a magnetic field during synthesis exhibit significant anisotropy in both magnetic and mechanical properties. Magnetic elastomers synthesized in a magnetic field greatly increases the modulus in the direction of the applied magnetic field, and also increases the tensile strength. When the material is deformed in a perpendicular direction relative to the direction of the applied magnetic field, they have a lower modulus of elasticity, and the elongation at break is greater. This is due to the peculiarity of the internal structure of the material in which the particles line up in chains in the direction of the applied field. In this case, the amount of polymer material in the direction of the applied field, which is located between the particles, decreases, and increases in the perpendicular direction. This explains the effect of viscoelastic properties. Anisotropic magnetic elastomers with a magnetically hard filler are synthesized, which, after magnetization, bend in a complex way in an applied magnetic field.

Key words: magnetorheological elastomer, magnetoactiv elastomer, magnetic gel, ferroelast, anisotropy, soft magnetic elastomer



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 100 статей, 12 патентов РФ.



КРАМАРЕНКО Елена Юльевна окончила физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова в 1990 году, аспирантуру - в 1993 г. В 1993 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата, физ.-мат. наук, а в 2009 г. – доктора физ.-мат. наук. Имеет более 100 статей в рецензируемых журналах, 1 авторское свидетельство на изобретение и 9 патентов РФ. В настоящее время является профессором физфака МГУ имени М.В.Ломоносова, удостоена звания «Профессор РАН». Научно-исследовательская работа в области магнитных эластомеров проводилась по грантам РФФИ, Минобр-азования РФ, РНФ и зарубежных фондов.



КИРИЧЕНКО Святослав Игоревич, в 2021г с красным дипломом окончил освоение программы естественно-научного факультета ИТХТ им. М.В. Ломоносова по специальности химик-технолог. Проводил исследования в сфере проводящих тиофенсодержащих соединений и в сфере металлонаполненных кремнийорганических эластеров по грантам РФФИ. Имеет один товарный знак для химической продукции, охраняемый на территории Российской Федерации.

Магнитоактивные эластомеры (МАЭ) являются продолжением исследований магнитореологических эластомеров - общего научного направления «умные материалы». Интенсивные исследования магнитореологических (МР) свойств магнитных эластомеров начались после первых патентов и публикаций на эту тему, выполненных в США фирмами Ford и Lord Corporation. По составу они представляют собой композит, в котором магнитные частицы распределены в эластичной полимерной матрице. Формально, по составу, такие магнитные композиты описаны широко в монографии «Магнитные эластомеры» [1], но они не способны изменять свои свойства в магнитном поле. Новый тип магнитного эластомера имеет мягкую полимерную матрицу и среднюю концентрацию магнитного наполнителя. Такие композиты способны изменять вязкоупругие свойства в магнитном поле, обладают магнито-резистивным магнитострикционным, магнитодieleктрическим и другими эффектами. Во время исследования магнитореологического эффекта многие исследователи синтезировали магнитный эластомер в магнитном поле (анизотропный магнитный эластомер) и отмечали более высокий магнитореологический эффект в сравнении с изотропным. Такие материалы ещё можно называть пресструктурированные, поскольку эффект структурирования может наблюдаться и внутри полимеризованных полимерных матриц, но это уже другой эффект и другие свойства материала. Многие исследователи указывают, что магнитореологический эффект лучше проявляется в МР-эластомерах, если материал был структурирован в магнитном поле при полимеризации. В таком анизотропном материале частицы формируют цепеподобную структуру. В направлении цепей частицы располагаются ближе друг к другу и магнитное взаимодействие между ними в магнитном поле сильнее. Это приводит к большей зависимости упругости от магнитного поля, чем для изотропных материалов. Но этот эффект наблюдается, по нашему мнению, если наполнение матрицы магнитными частицами не предельно большое и упругость полимерной матрицы высокая.

В первых экспериментах с силиконовой матрицей Миклош Зриньи получил анизотропные образцы посредством полимеризации полимерной

матрицы в магнитном поле. При этом частицы магнетита образуют цепеподобные структуры, которые сохраняются в процессе полимеризации. Качественно показана анизотропия упругости. В направлении магнитных цепей упругость больше, в перпендикулярном направлении – меньше [2]. В следующей работе определили, что для анизотропного образца с карбонильным железом и концентрацией 30% масс модуль упругости в направлении цепей в 2.5 раз выше, чем в перпендикулярном направлении. Аналогичные результаты были получены с наполнителем в виде магнетита. Модуль упругости от деформации для материала с наполнителем в виде карбонильного железа имеет экстремальный характер и связан со сжатием цепей и их ломкой при деформации около 5%. [3]. Эффект анизотропии упругости наглядно проявляется в процессе набухания анизотропного образца из ПДМС в гексане. В процессе набухания сферического образца соотношение осей в сфере изменяется от 1:1 до 1:1,35. В соответствии с кинетикой набухания диаметр сферы феррогеля возрастал в 2 раза за 600 мин [4]. Теоретически показано, что магнитное поле не влияет на процесс набухания [5].

Обобщая проведенные работы, Зриньи заключает, что под действием магнитного и электрических полей происходит структурирование частиц внутри суспензий, что лежит в основе создания электро- и магниточувствительных полимерных гелей [6]. В исследованиях Farshad [7] упругость в направлении ориентированной структуры возрастет более чем в 2 раза. Серия других исследований также показывает, что синтез материала в магнитном поле приводит к анизотропии упругих свойств получаемых материалов [8-21]. В данной работе представлены результаты по зависимости модуля упругости, прочности и эластичности магнитного эластомера от типа и концентрации магнитного наполнителя.

Получение магнитоактивного эластомера

МАЭ получали смешением компонентов силиконового эластомера марки СИЭЛ с порошком магнитного наполнителя. Процесс диспергирования сплава проводили в трехвалковой диспергирующей машине, в которой смесь магнитного порошка с компонентом силиконового эластомера растиралась между волками, вращающихся навстречу друг другу с разной скоростью. В качестве полимерной матрицы был использован силиконовый эластомер марки СИЭЛ производства ГНИИХТЭОС, состоящий из двух компонентов. После смешения двух компонентов систему заливали в форму и нагревали до 100-150°C, когда начинался процесс полимеризации [22]. Концентрация магнитного наполнителя составляла 10-80% масс или 30% об. Образцы МАЭ были получены в виде пластин длиной 50 мм и толщиной около 2 мм. Плёнки анизотропного материала

получали протягиванием формы с жидкой композицией над магнитом с полем около 50 мТл, при этом частицы выстраивались в линейные структуры в направлении убывающего поля.

Основные результаты по свойствам анизотропного МАЭ

Проведены исследования анизотропных вариантов магнитных эластомеров с тремя типами магнитных наполнителей: сферические, игольчатые и пластинчатые. Под действием магнитного поля частицы внутри эластомера образовывали цепеподобные структуры, которые были видны на просвет при малых концентрациях магнитного наполнителя, так и на поверхности при большой концентрации. Например, на рис. 1 представлена поверхность изотропного и анизотропного образца МАЭ с пластинчатым наполнителем.

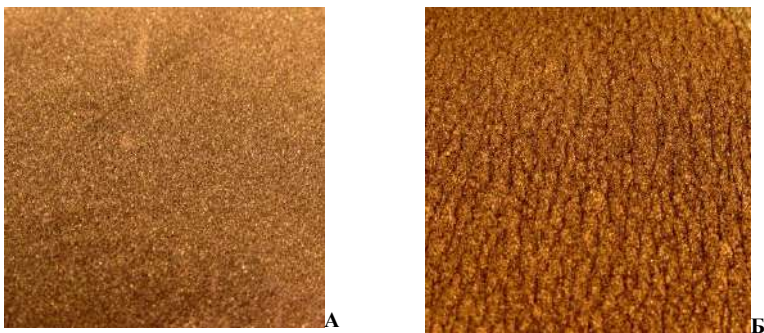


Рис. 1 Поверхность образца МАЭ с изотропной (А) и анизотропной структурой (Б)

Если образец (А) растягивать в разных направлениях, то параметры упругости и эластичности для него будут одинаковые для каждого направления деформации (анизотропный материал). Для образца (Б) эти показатели для разных направлений будут значительно различаться. Рассмотрим, как изменяется модуль упругости для МАЭ с наполнителем γ -Fe₂O₃ (игольчатой формы).

Как видно из рисунка, модуль упругости сильно зависит от направления деформации образца. При растяжении образца вдоль поля (параллельное ориентирование частиц с направлением деформации) модуль упругости значительно выше, чем при растяжении в перпендикулярном направлении. Эффект нивелируется при низком наполнении частицами. Это и понятно, мы движемся к чистому образцу, где роль наполнителя уменьшается или отсутствует вовсе.

Прочность на разрыв также выше для параллельного ориентирования направления деформации с направлением ориентирующего магнитного поля (рис. 3)

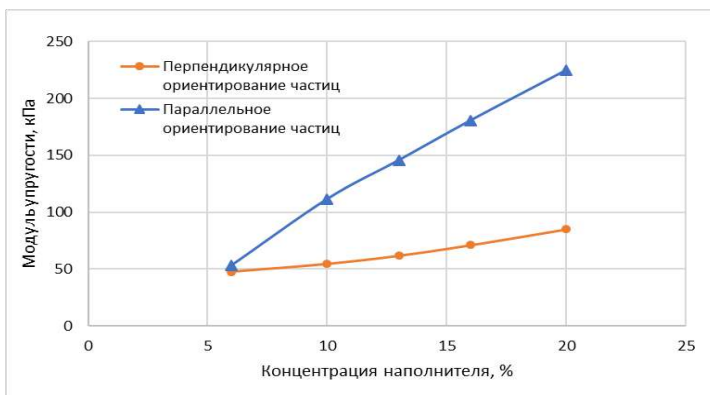


Рис. 2. Зависимость модуля упругости для анизотропного образца с наполнителем $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ от концентрации наполнителя

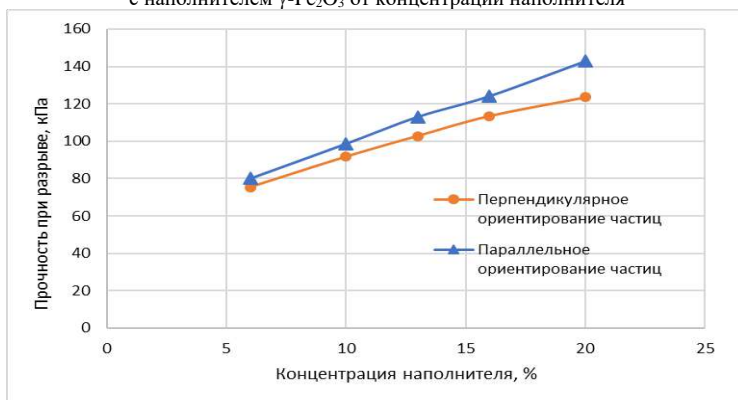


Рис. 3. Прочность при разрыве от концентрации наполнителя при различных направлениях деформации МАЭ

Прочность материала увеличивается как с увеличением концентрации наполнителя, так и при параллельном его ориентировании. Этот эффект можно использовать для повышения прочности наполненных магнитных композитов при прочих равных возможностях.

Противоположный эффект мы наблюдаем, когда измеряем удлинение при разрыве. В этом случае удлинение при разрыве возрастает при деформации (удлинении) материала в направлении, перпендикулярном ориентирующему магнитному полю. В этом направлении удлинение при разрыве в 1,5–2 раза выше, чем при параллельной ориентации.

В целом, данная тенденция наблюдается для всех типов исследованных магнитных наполнителей. Для всей серии наполнителей рассчитан коэффициент анизотропии как отношение параметра (упругость, проч-

ность, эластичность) при растяжении в одном направлении к параметру при растяжении в перпендикулярном направлении. Этот коэффициент анизотропии имеет значения от 1.5 до 4 в зависимости от типа наполнителя и его концентрации.

Работа представлена при поддержке гранта РФФ № 19-13-00340-П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев А.Г., Корнев А.Е., Магнитные эластомеры. М., Химия, 1987. 240 с.
2. Varga Z, Fehér J, Filipcsei G, Zrínyi M. // *Macromolecular*. 2003, V. 200, No1, P.93–100. DOI: 10.1002/masy.200351009
3. Varga Z., Filipcsei G., Zrínyi M. // *Polymer*. 2005. № 46. С. 7779–7787.
4. Varga, Z., Filipcsei, G., Szilágyi, A. and Zrínyi, M. 2005 *Macromol. Symp.*, 227: 123–134. doi:10.1002/masy.200550912
5. Hajsz T., Csetneki I., Filipcsei G., Zrínyi M. // *Phys. Chem. Chem. Phys.* – 2006. - № 8. С. 977–984.
6. G Filipcsei, M Zrínyi. *Chemical Engineering*, 2009. V.53, No.2, P.93-96. doi: 10.3311/pp.ch.2009-2.10
7. Zrínyi M. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* Volume 382, Issues 1–3, 5 June 2011, Pages 192–197. doi.org/10.1016/j.colsurfa.2011.01.047
8. Farshad M., Benine A. // *Polymer Testing*. 2004, № 23, P. 347–353.
9. Mitsumata T., Nagata A., Sakai K., Taniguchi T. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2004. V. 43 No. 12. С. 8203–8207.
10. Mitsumata T. Kosugi, Y. Ouchi Sh. *Progress in Colloid and Polymer Science* 2009, V.136, P.163-170.
11. Ouchi Sh., Mitsumata T. *Transaction of the Materials Research Society of Japan*. 2009, V.34 No3, P. 459-460.
12. Boczkowska A, Awietjan Stefan, Babski K, Wroblewski R, Leonowicz M, *Proc. SPIE 6170*, (6 April 2006), *Smart Structures and Materials 2006: Active Materials: Behavior and Mechanics*, 2006, 61700R doi: 10.1117/12.651668.
13. Boczkowska A., Awietjan S. F. and Wroblewski R. *Smart Mater. Struct.* 2007, V.16, 1924. doi:10.1088/0964-1726/16/5/049
14. Boczkowska A. and Awietjan S. F. *Materials Science Forum*, 2008, V. 587-588, pp. 630-634. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/MSF.587-588.630>
15. Boczkowska, A., Awietjan, S.F., *Materials Science Forum*. 2010, V. 636-637 P. 766-771. doi:10.4028/www.scientific.net/MSF.636-637.766
16. Boczkowska A. and Awietjan S. F. *From Kompozyty*. 2008, 8(4), P.327-331.
17. Boczkowska, A., Awietjan, S. (Edited by Boczkowska, A.) *Advanced Elastomers - Technology, Properties and Applications. Microstructure and Properties of Magnetorheological Elastomers*. 2012, P.147-180. <http://dx.doi.org/10.5772/50430>
18. Boczkowska, A., Awietjan, S.F., Wejrzanowski, T. et al. *J.Mater Sci*. 2009, V.44, P.3135–3140. <https://doi.org/10.1007/s10853-009-3417-8>
19. Miedzinska, D., Slawinski, G., Niezgodna, T., Boczkowska, A. *Solid State Phenomena*. 2012, V. 183, P. 125-130. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/SSP.183.125>
20. Zhang R Li1, Z, Chen S W and Wang X J. *IOP Conference Series Materials Science and Engineering* 2015, 87(1), DOI: 10.1088/1757-899X/87/1/012068
21. Chen, S. W.; Li, R.; Zhang, Z.; Wang, X. J. *Smart Materials and Structures* 2016, 25(3), P. 035001/1-035001/15. DOI:10.1088/0964-1726/25/3/035001
22. G. V. Stepanov, D. Yu. Borin, E. Yu. Kramarenko, V. V. Bogdanov, D. A. Semerenko, and P. A. Storozhenko. *Magnetoactive Polymer Science Series A* 56(5): (2014) 603-613 DOI: 10.1134/S0965545X14050149

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЕЙ НА ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ КОЛЬЦЕВЫХ ОСАДКОВ ПРИ ИСПАРЕНИИ КАПЕЛЬ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДОВ

Диканский Ю.И.¹, Семенова С.А.¹, Дроздов А.С.²

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

² Лаборатория Нанобиотехнологий, Московский физико-технический институт,
141701, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д.9,
Московская область, Российская Федерация

Аннотация. Исследования показали, что при высыхании капель магнитных коллоидов, расположенных на твердой подложке по периметру капли образуются кольцевые осадки. Использование неоднородного магнитного поля, позволило существенным образом изменить архитектуру осадка – в этом случае образование кольца по периметру капли не наблюдалось, при этом вокруг центра капли формировалось круглое пятно с большей толщиной, чем у краев капли. Регулирование формированием осадка оказалось возможным с помощью воздействия электрического поля. Приведено теоретическое обоснование наблюдаемых эффектов.

Ключевые слова: магнитная жидкость, испарение капель магнитной жидкости, двойной электрический слой, кольцевые осадки

INFLUENCE OF MAGNETIC AND ELECTRIC FIELDS ON THE FORMATION OF RING DEPOSITS DURING EVAPORATION OF DROPLS OF MAGNETIC COLLOIDS

Dikansky Yu.I.¹, Semenova S.A.¹, Drozdov A.S.²

¹Federal State Autonomous Educational Institution of Higher Education
«North Caucasian Federal University»
Russian Federation, 355017, Stavropol, st. Pushkin, d. 1,
E-mail: dikansky@mail.ru¹

²Laboratory of Nanobiotechnologies, Moscow Institute of Physics and Technology,
141701, Dolgoprudny, Institutskiy lane, 9, Moscow region, Russian Federation

Annotation. Studies have shown that when the drops of magnetic colloids, located on a solid substrate, dry around the perimeter of the drop, ring-shaped precipitates are formed. The use of an inhomogeneous magnetic field made it possible to significantly change the architecture of the deposit: in this case, the formation of a ring along the perimeter of the drop was not observed, while a round spot with a greater thickness was formed around the center of the drop than at the edges of the drop. A theoretical substantiation of the observed effects is given.

Key words: magnetic fluid, evaporation of magnetic fluid droplets, electrical double layer, annular deposits.

Исследования особенностей испарения плоских капель жидкости, находящихся на твердой подложке, начавшиеся в конце прошлого века продолжают быть актуальными в настоящее время. Наибольшее распространение получили исследования испарения капель коллоидов, в результате которого происходит формирование кольцевых осадков по периметру капли [1–10]. Структура и свойства сформировавшихся осадков определяется кинетическими факторами, свойствами подложки и жидкости, составляющей каплю, а также размерами коллоидных частиц и их взаимодействием. Варьируя эти свойства можно оказывать влияние на архитектуру осадка. Очевидно, определенный вклад в формирующуюся структуру могут вносить и внешние воздействия, в частности электрических и магнитных полей. В этой связи интерес в качестве объекта исследования представляют магнитные коллоиды [11, 12], движением коллоидных частиц которых можно управлять воздействием магнитного поля. Такого рода исследования были начаты нами в [13], при этом, в качестве объекта исследования были использованы магнитные жидкости дисперсионной средой которых являлся керосин. Стабилизация таких коллоидов осуществлялась за счет оболочек из абсорбированных на поверхности коллоидных частиц молекул олеиновой кислоты. В настоящей работе в основном были использованы магнитные жидкости на основе воды, однодоменные частицы которых кроме магнитного момента имели электрический заряд, а их стабилизация осуществлялась за счет двойных электрических слоев. Дополнительное управление движением таких магнитных коллоидных частиц возможно за счет воздействия как магнитного, так и электрического поля.

Методика эксперимента. В качестве основного объекта исследования был использован образец магнитной жидкости (№1), дисперсионной средой в котором являлась вода, его стабильность обеспечивалась за счет электростатического отталкивания коллоидных частиц. Объемная концентрация дисперсной фазы перед началом исследований составляла 0,5 %. Кроме этого был дополнительно использован диэлектрический магнитный коллоид на основе керосина, стабилизированный олеиновой кислотой, с такой же концентрацией дисперсной фазы. Средний размер коллоидных частиц в обоих образцах составлял величину около 10 нм.

Капли магнитной жидкости наносили с помощью шприца на поверхность горизонтально расположенной стеклянной пластинки, предварительно обработанной смесью ацетона с этиловым спиртом. Испарение капель происходило в закрытом помещении при комнатной температуре. При исследовании особенностей формирования кольцевых осадков при дополни-

тельном воздействии магнитного поля, стекло с каплей располагали над коническим ферромагнитным сердечником, магнитное поле в котором создавалось кольцевым постоянным магнитным или намагничивающей катушкой. При этом, острие сердечника находилось непосредственно под стеклянной подложкой напротив центра плоской капли.

При исследовании влияния на характер структуры формирующегося осадка воздействия электрического поля использовалась стеклянная пластина с прозрачным токопроводящим покрытием. Сверху в расположенную на проводящей подложке каплю опускался игольчатый электрод, напряжение между которым и проводящей подложкой создавалось с помощью стабилизированного источника постоянного тока. Формирование осадка наблюдалось как визуальное, так и при использовании оптического микроскопа, снабженного видеокамерой. Анализ архитектуры сформировавшихся осадков проводился по полученным снимкам, для построения профилей относительной толщины осадка высохшей капли использовалась методика, аналогичная описанной в [13].

Результаты эксперимента и их анализ. Исследования показали, что при высыхании капель обоих образцов магнитных коллоидов, расположенных на твердой подложке по периметру капли образуются кольцевые осадки. На рис. 1 приведены фотографии таких осадков, сформированных в результате испарения капель образца №1 (а) и №2 (б) расположенных на стеклянной подложке.

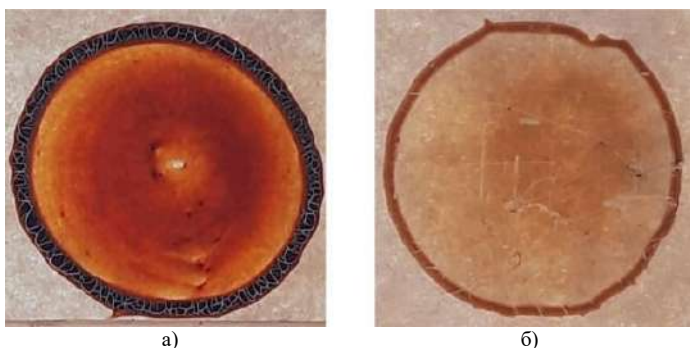


Рис. 1 Фотографии осадков, сформировавшихся в результате испарения капель образца №1 (а) и №2 (б) расположенных на стеклянной подложке.

Как можно видеть из рисунка при высыхании капель обоих образцов происходит формирование кольцевых структур, аналогичных исследованным ранее в ряде работ [1–10, 13]. В качестве их характеристики на рис. 2 приведены профили относительной толщины образовавшихся

осадков для образца №1 (а) и для образца №2 (б), полученные по результатам фотометрирования.

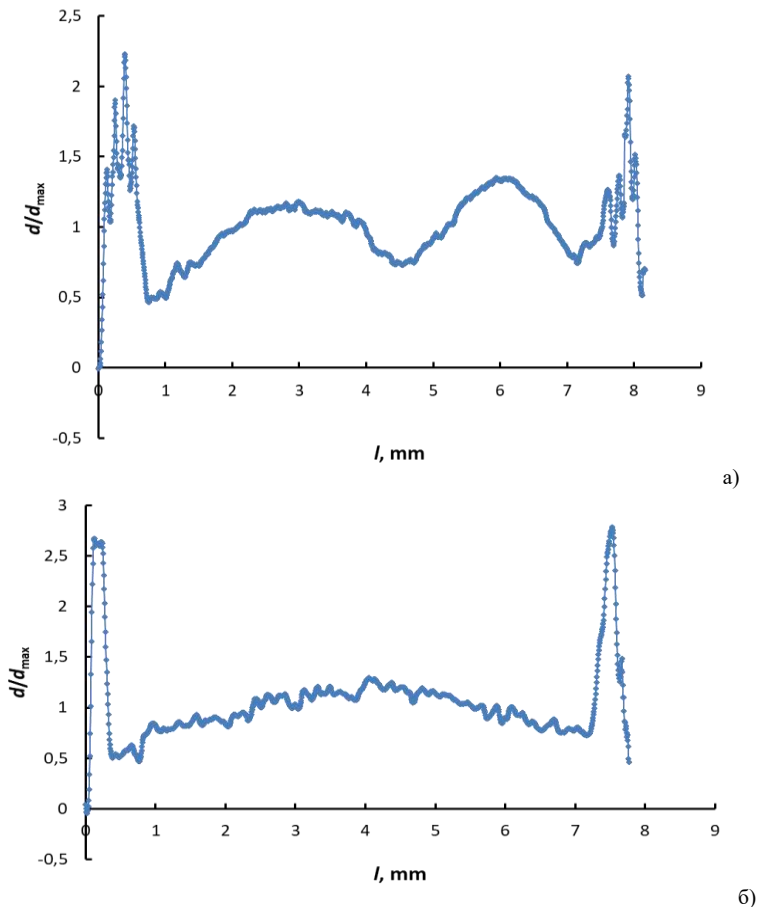


Рис. 2. Профили относительной толщины образовавшихся осадков в результате испарения капли образца №1 (а) и образца №2 (б), полученные по результатам фотометрирования

Использование неоднородного магнитного поля, с описанной выше конфигурацией, позволила существенным образом изменить архитектуру осадка – в этом случае образование кольца по периметру капли не наблюдалось, при этом вокруг центра капли формировалось круглое пятно с большей толщиной, чем у краев капли (рис. 3, а). Аналогичная тенденция в формировании осадка наблюдается и для образца № 2 (рис. 3, б).

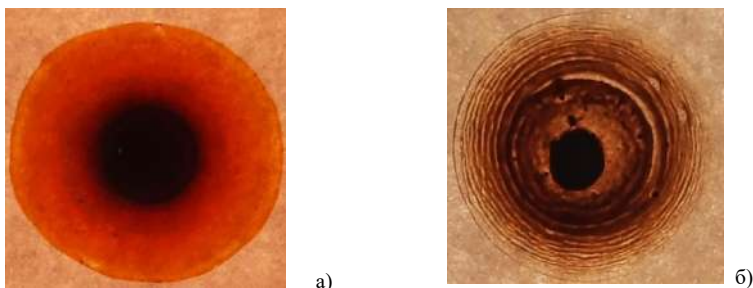


Рис. 3. Фотографии осадков, сформировавшихся при испарении капли образца №1 (а) и капли образца №2 (б) в неоднородном магнитном поле

Несмотря на внешнюю схожесть формы осадков из капель обоих образцов, их структура заметно отличается. Очевидно, это объясняется особенностями механизмов формирования осадков при высыхании капель магнитной жидкости на основе воды и керосина, обусловленные различием физических свойств этих жидкостей.

Регулирование формирования осадка оказалось возможным также с помощью воздействия электрического поля. На рис.4 представлены фотографии осадков (образец №1), формирующихся в электрическом поле с различной напряженностью в случае, когда подложка имеет положительный потенциал, а игольчатый электрод – отрицательный.

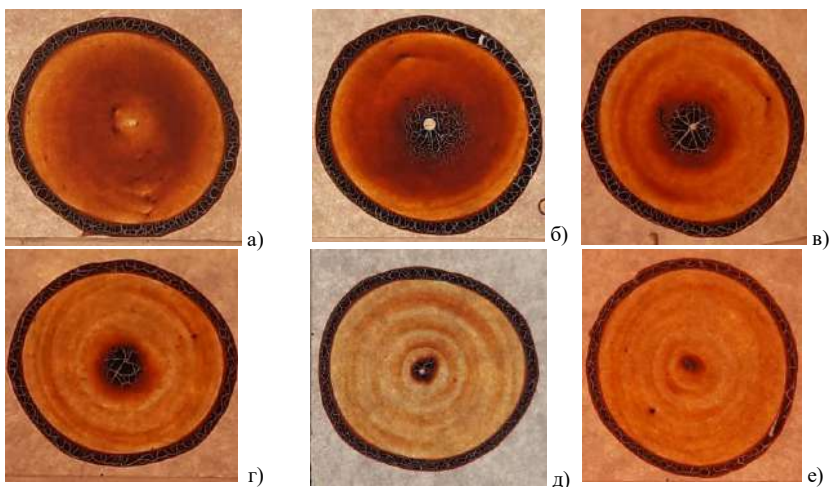


Рис. 4. Изменение архитектуры осадка, образующегося при испарении капель образца №1 в электрическом поле при положительном потенциале подложки при различных значениях напряжения между подложкой и игольчатым электродом; а - без электрического поля, б - 1 В, в - 2 В, г - 3 В, д - 4 В, е - 5 В.

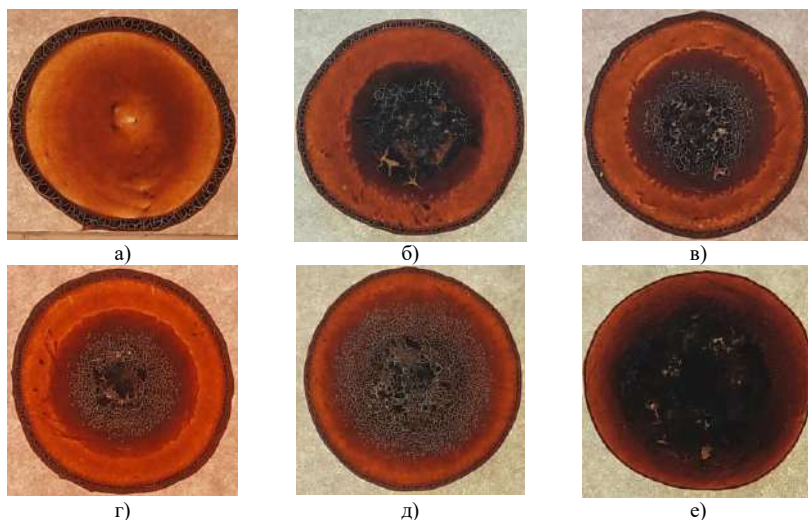


Рис. 5. Изменение архитектуры осадка в электрическом поле при отрицательном потенциале на подложке при различном напряжении между подложкой и игольчатым электродом; а - без электрического поля, б - 1,5 В, в - 2 В, г - 2,5 В, д - 3 В, е - 5В.

Как можно видеть из рисунков, при положительном потенциале на подложке толщина осадка уменьшается (по сравнению с осадком, образующимся без внешних воздействий), при сохраняющемся по периметру капли тонким кольцом. при этом, непосредственно на игольчатом электроде образуется плотный объемный осадок. При смене полярности электродов, напротив, осадок распределяется равномерно по площади высохшей капли, со значительно большей толщиной, чем в предыдущем случае.

Процесс формирования осадка из капли образца №2 при таких же условиях имеет принципиальные отличия. Для капель этого образца вокруг центрального электрода образуется темное пятно, при этом конфигурация осадка в целом не претерпевает изменений при смене полярности электродов.

Несомненный интерес представляет формирование осадка при одновременном воздействии магнитного и электрического полей. Оказалось, что дополнительное воздействие электрического поля на испаряющуюся каплю в неоднородном магнитном поле приводит к изменению архитектуры образующегося осадка, характер которого зависит от направления электрического поля.

На рис. 6 продемонстрировано такое изменение при увеличении разности потенциалов между электродами в случае отрицательного потенциала на подложке (образец №1).

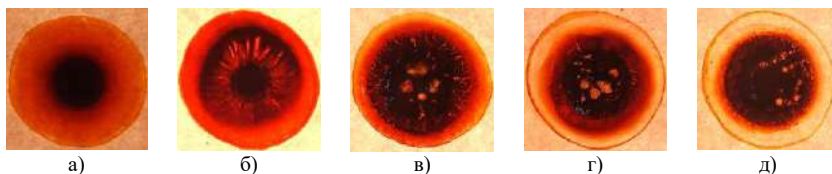


Рис. 6. Изменение архитектуры образующегося осадка при испарении капль образца №1 в неоднородном магнитном поле при дополнительном воздействии электрического поля в случае отрицательного потенциала подложки:

а – без электрического поля; б, в, г, д – при разности потенциалов между игольчатым электродом и подложкой 1В, 2,5 В, 3,5 В, и 5В соответственно

Как можно видеть из рис. 6, кроме изменения размера центрального пятна при увеличении напряжения в архитектуре осадка происходят и другие изменения. Так при превышении напряжения на электродах некоторого значения (около 3В) внешняя кромка центрального пятна светлеет, а по периметру всей капли возникает тонкий ободок, ширина которого увеличивается при дальнейшем повышении напряжения.

Как уже указывалось выше, процессы формирования осадка высыхающих плоских капль коллоидов, расположенных на твердой подложке ранее рассматривались в ряде работ. Образование кольцевых осадков связано с выносом коллоидных частиц на периферию за счет возникающих при испарении дисперсионной среды течений термокапиллярной природы и может рассматриваться как процесс самосборки частиц из неупорядоченного состояния в упорядоченное [14]. Одним из определяющих факторов развития этого процесса является соотношение капиллярных и объемных сил, действующих на каплю. Важную роль также играют силы межчастичного взаимодействия и адсорбция частиц и раствора в целом к подложке. Дополнительное влияние могут оказывать внешние поля, воздействие которых позволяет управлять этим процессом. В случае воздействия внешних полей должны быть учтены возникающие вследствие этого дополнительные силы. Так, для исследуемых в настоящей работе магнитных коллоидов существенное влияние на процессы самосборки может оказывать воздействие магнитных полей. Действительно, в неоднородном магнитном поле на магнитную коллоидную частицу действует сила:

$$\vec{f}_m = (\vec{p}_m \nabla) \vec{B}, \quad (1)$$

где p_m – магнитный момент частицы, B – индукция магнитного поля.

Кроме того, воздействие электрического поля также может приводить к появлению дополнительных сил. Они могут быть обусловлены как наличием у коллоидных частиц заряда (что характерно для частиц исследуемого образца №1), так и наведенного полем у частицы электрического момента. В соответствии с этим эти силы могут быть записаны в виде:

$$\vec{f}_q = q\vec{E}, \quad \vec{f}_e = (p_e \nabla)\vec{E}, \quad (2)$$

где q - заряд частицы, p_e - ее дипольный момент, E - напряженность электрического поля.

Таким образом, процесс формирования осадка испаряющихся капель исследованных коллоидов из-за влияния озвученных выше факторов может быть достаточно сложным. Очевидно, что причиной изменения конфигурации осадка высохших капель обоих образцов в неоднородном магнитном поле (рис. 3) является дополнительное воздействие магнитной силы (5), инициирующей возникновения магнитофореза. При воздействии электрического поля на испаряющуюся каплю образца №1 существенное влияние на движение коллоидных частиц оказывает кулоновская сила $\vec{f}_q = q\vec{E}$. Доказательством этого является изменение архитектуры формирующего осадка при смене полярности электродов (рис. 4 и 5). Уменьшение толщины осадка на площади, занимаемой каплей и накопление дисперсии магнетита на игольчатом электроде (при отрицательном потенциале на нем) позволяет сделать вывод, что частицы имеют положительный заряд. Подтверждением этого является выравнивание толщины осадка по площади капли в случае отрицательного потенциала на подложке. В этом случае кулоновские силы способствуют адсорбции положительно заряженных частиц на подложке, имеющей отрицательный потенциал. Совсем иная ситуация складывается при испарении в электрическом поле капель образца №2. Определяющим фактором влияния электрического поля на процесс формирования осадка при испарении капель в этом случае является процесс диполофореза, инициированный действием силы $\vec{f}_e = (p_e \nabla)\vec{E}$. Действительно, электрическое поле, использованное в экспериментальных исследованиях, является неоднородным (наложение однородного поля в этом случае является проблематичным). Вследствие этого, коллоидные частицы этого образца, не имеющие заряда, перемещаются в область более сильного поля (к центральному игольчатому электроду) за счет диполофореза при любой полярности на электродах.

При одновременном действии на испаряющуюся каплю магнитного и электрического полей может происходить, как усиление внешнего воздействия, так и компенсация магнитных и электрических сил. Последнее демонстрируют результаты формирования структуры при испарении капли образца №1 в случае одновременного воздействия неоднородного магнитного поля и электрического поля, когда на подложку подается отрицательный потенциал (рис. 6). Действительно, воздействие неоднородного магнитного поля приводит к формированию осадка в виде круглого пятна (диска), расположенного в центре капли. В свою очередь, электрическое поле обеспечивает усиление адсорбции частиц на поверхности подложки, что и приводит к первоначальному увеличению площади центрального пятна, а, при дальнейшем увеличении разности потенциалов между электродами, и формированию тонкого ободка вдоль периметра капли. Анализ фотографий, представленных на рис.6 позволяет предположить, что момент его начала формирования (при напряжении на электродах около 3,5 В) соответствует условию некоторой компенсации магнитных сил электрическими, установить которое, однако, в аналитическом виде достаточно сложно при данной конфигурации электрического и магнитного полей. Очевидно, проблема компенсации воздействий магнитного и электрического полей требует дальнейшего развития.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Deegan R.G. // *Phys. Rev. E*. 2000. V. 61. P. 475.
2. Deegan R.D., Bakajin O., Dupont T.F., Huber G., Nagel S.R., Witten T.A. // *Phys. Rev. E*. 2000. V. 62. P. 756.
3. Porov Y.O. // *Phys. Rev. E*. 2005. V. 71. P. 1.]
4. Deegan R.D., Bakajin O., Dupont T.F., Huber G., Nagel S.R., Witten T.A. // *Nature*. 1997. V. 389. P. 827.
5. Siringhaus H., Kawase T., Friend R.H., Shimoda T., Inbasekaran M., Wu W., Woo E.P. // *Science*. 2000. V. 290. P. 2123.
6. Sommer A.P., Gheorghiu E., Cehreli M., Mester A.R., Whelan H.T. // *Cryst. Growth Des.* 2006. V. 6. P. 492.
7. Xue F.L., Liu Z.C., Varahramyan K. // *Microelectron. Eng.* 2006. V. 83. P. 298
8. Siringhaus H., Kawase T., Friend R.H., Shimoda T., Inbasekaran M., Wu W., Woo E.P. // *Science*. 2000. V. 290. P. 2123.
9. Sommer A.P., Gheorghiu E., Cehreli M., Mester A.R., Whelan H.T. // *Cryst. Growth Des.* 2006. V. 6. P. 492.
10. Xue F.L., Liu Z.C., Varahramyan K. // *Microelectron. Eng.* 2006. V. 83. P. 298.
11. Шлиомис М.И. // *УФН*. 1974. Т. 112. С. 427.
12. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. *Магнитные жидкости*. Рига: Зинатне, 1989.
13. Диканский Ю.И., Закиян А.П., Халуповская Л.И., Гончаров В.И., Демидова Н.В. *Коллоидный журнал*, 2019, том 81, № 5, с. 557–562
14. Лебедев-Степанов П.В., Кадушников Р.М., Молчанов, Рубин Н.И., Штуркин Н.А., Алфимов М.В.// *Российские нанотехнологии*. 2011, №1-2. с. 83.

ОРИЕНТАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ФЕРРОНЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА В МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Уткин М.А.¹, Макаров Д.В.

ФГАОУ ВО «Пермский государственный национальный
исследовательский университет»,
Российская Федерация, 614068, г. Пермь, ул. Букирева, 15,
E-mail: utkinmaksim@gmail.com¹

Аннотация. Произведен учет поляризации ориентационной структуры ферронематического жидкого кристалла во внешнем электрическом поле для магнитного перехода Фредерикса. В предельном случае жесткого гомеотропного сцепления между феррочастицами и жидкокристаллической матрицей и однородного распределения магнитной примеси получены угловые зависимости, определяющие поле директора внутри слоя. Показано наличие возвратных ориентационных переходов в системе и уменьшение угла отклонения директора в области выше порога Фредерикса.

Ключевые слова: ферронематик, магнитная суспензия, эффект поляризации, электрические и магнитные поля

ORIENTATION STRUCTURE OF FERRONEMATIC LIQUID CRYSTAL IN MAGNETIC AND ELECTRIC FIELDS WITH CONSIDERATION OF POLARIZATION EFFECTS

Utkin M.A.¹, Makarov D.V.

Perm State University,
Perm, Russian Federation,
E-mail: utkinmaksim@gmail.com¹

Annotation. The polarization of the orientation structure of a ferronematic liquid crystal in an external electric field is taken into account for the Freedericksz magnetic transition. In the limiting case of a rigid homeotropic coupling between ferroparticles and the liquid crystal matrix and a homogeneous distribution of the magnetic admixture, the angular dependences determining the director field inside the layer are obtained. The presence of reentrant orientation transitions in the system and a decrease in the deviation angle of the director in the region above the Freedericksz threshold are shown.

Key words: ferronematic, magnetic suspension, polarization effect, electric and magnetic fields



УТКИН Максим Алексеевич окончил Пермский государственный национальный исследовательский университет по направлению «Прикладные математика и физика» в 2019 году. В настоящее время аспирант кафедры физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета. Области научных интересов: физика жидких кристаллов, физика суспензий магнитных частиц в жидких кристаллах, физика фазовых переходов.



МАКАРОВ Дмитрий Владимирович, кандидат физ.-мат. наук, доцент, заведующий кафедрой физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета. Автор свыше 40 научных статей. Области научных интересов: физика жидких кристаллов, физика суспензий магнитных частиц в жидких кристаллах, физика мягких конденсированных сред.

В настоящей работе теоретически изучается влияние эффектов электрической поляризации жидкокристаллической матрицы на ориентационные магнитные переходы, индуцируемые внешним магнитным полем в суспензии ферромагнитных частиц на основе нематического жидкого кристалла, называемого ферронематиком (ФН) [1].

Рассмотрим слой ФН толщиной L (рис. 1), на границах которого сцепление директора \mathbf{n} будем считать жестким и планарным с ось легкого ориентирования \mathbf{n}_0 , направленной вдоль оси x . Сцепление магнитной примесной подсистемы с ЖК матрицей будем считать жестким и гомеотропным ($\mathbf{n} \perp \mathbf{m}$). Здесь единичный вектор \mathbf{n} , называемый директором, характеризует направление преимущественной ориентации молекул ЖК, \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности суспензии. Приложим ортогонально слою ФН электрическое \mathbf{E} и магнитное \mathbf{H} поля.

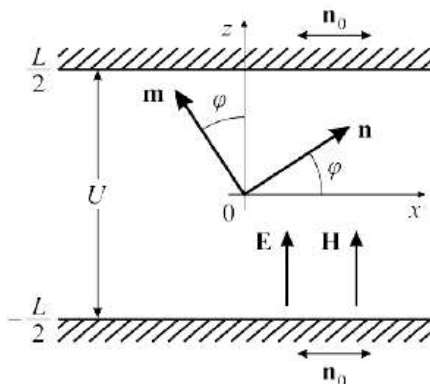


Рис. 1. Слой ФН в электрическом и магнитном полях

Равновесная ориентационная структура ФН во внешних полях определяется из условия минимума полной свободной энергии [2–4]:

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

$$F_1 = \frac{1}{2} \left[K_{11} (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_{33} (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 \right],$$

$$F_2 = -\frac{1}{2} \mu_0 \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2, F_3 = -\mu_0 M_s f (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}),$$

$$F_4 = \frac{k_B T}{v} f \ln f, F_5 = -\frac{1}{2} (\mathbf{D} \cdot \mathbf{E})^2.$$

Здесь K_{11} , K_{22} , K_{33} – константы Франка, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, $\chi_a > 0$ – анизотропия диамагнитной восприимчивости НЖК, M_s – намагниченность насыщения материала феррочастиц, f – локальная объемная доля феррочастиц в суспензии, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, v – объем феррочастицы, \mathbf{D} – индукция электрического поля. Слагаемое F_1 – потенциал Озеена-Франка; F_2 и F_3 – объемная плотность свободной энергии взаимодействия магнитного поля с ЖК-матрицей и феррочастицами соответственно; F_4 – вклад энтропии смешения идеального раствора феррочастиц в НЖК; F_5 – объемная плотность свободной энергии взаимодействия директора с электрическим полем.

Во внешнем электрическом поле происходит поляризация ФН. В анизотропном среде связь индукции и напряженности имеет вид: $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_{ik} \mathbf{E}$, где $\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{\perp} \delta_{ik} + \varepsilon_a n_i n_k$, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, ε_a и ε_{\perp} – анизотропия и перпендикулярная компонента диэлектрической проницаемости ЖК. Искажения ориентационной структуры поляризованной среды приводят к неоднородности электрического поля, которую имеет учитывать, если ε_a не является малой величиной. При этом малость χ_a позволяет пренебречь эффектами поляризации среды в магнитном поле.

С учетом геометрии задачи (рис. 1) директор \mathbf{n} и единичный вектор намагниченности \mathbf{m} будем искать в виде: $\mathbf{n} = [\cos \varphi(z), 0, \sin \varphi(z)]$ и $\mathbf{m} = [-\sin \varphi(z), 0, \cos \varphi(z)]$. Из уравнений Максвелла, введя напряжение U между ограничивающими ФН пластинами, запишем z компоненту индукции электрического поля как функцию угла $\varphi(z)$:

$$D = U \left[\int_{-L/2}^{L/2} \frac{dz}{\varepsilon_0 (\varepsilon_{\perp} + \varepsilon_a \sin^2 \varphi)} \right]^{-1}. \quad (2)$$

После минимизации функционала свободной энергии (1) по углу φ , учитывая (2) и граничные условия $\varphi(-1/2) = \varphi(1/2) = 0$, получим систему интегро-дифференциальных уравнений, которая при однородном распределении феррочастиц принимает вид:

$$K(\varphi)\ddot{\varphi} + \frac{1}{2} \frac{dK(\varphi)}{d\varphi} \dot{\varphi}^2 + \frac{h^2}{2} \sin 2\varphi - bh \sin \varphi + \frac{\gamma^2 \tilde{D}^2 \sin 2\varphi}{2(1 + \gamma \sin^2 \varphi)^2} = 0, \quad (3)$$

$$\tilde{D} = \frac{\tilde{U}}{\gamma} \left[\int_{-1/2}^{1/2} \frac{d\tilde{z}}{1 + \gamma \sin^2 \varphi} \right]^{-1}.$$

Здесь $K(\varphi) = \cos^2 \varphi + k \sin^2 \varphi$ и введены безразмерные параметры: \tilde{z} – координата; $h = H / H_q$ – напряженность магнитного поля, где $H_q = L^{-1} \sqrt{K_{11} / (\mu_0 \chi_a)}$; $b = LM_s \bar{f} \sqrt{\mu_0 / (\chi_a K_{11})}$ – параметр, характеризующий механизм воздействия магнитного поля на ФН ($b > 1$ – дипольный, $b < 1$ – квадрупольный), где \bar{f} – средняя объемная доля феррочастиц в ФН; $k = K_{33} / K_{11}$ – анизотропия ориентационной упругости НЖК, $\gamma = \varepsilon_a / \varepsilon_{\perp}$ – анизотропия диэлектрической проницаемости; $\tilde{U} = U \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_a / K_{11}}$ – напряжение между пластинами; $\tilde{D} = DL / \sqrt{K_{11} \varepsilon_0 \varepsilon_a}$ – индукция электрического поля. Знак тильда над безразмерными параметрами в дальнейшем будем опускать.

Линеаризация системы уравнений равновесия (3) дает уравнение

$$h_c^2 = \pi^2 - U^2 + bh_c, \quad (4)$$

позволяющее найти значение критической напряженности магнитного поля, при котором появляется неоднородная ориентация поля директора и намагниченности в переходе Фредерикса при наличии напряжения между пластинами ФН. Как видно из уравнения (4), численное решение которого представлено на рис. 2, отсутствует зависимость поля перехода Фредерикса от параметра анизотропии γ .

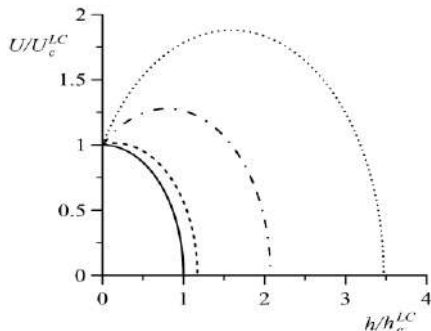


Рис. 2. Диаграмма ориентационных переходов в ФН для различных b :
 пунктирная линия – $b = 10$, штрихпунктирная – $b = 5$, штриховая – $b = 1$,
 сплошная – $b = 0$ (НЖК)

На рис. 2 значения h и U нормированы на безразмерные магнитное поле и напряжение Фредерикса в НЖК. Область под кривыми соответствует исходной однородной фазе ФН с взаимно ортогональными директором и намагниченностью, а область над кривыми – неоднородной ориентационной структуре. На диаграмме обнаруживаются индуцируемые магнитным полем возвратные ориентационные переходы: неоднородная фаза – однородная фаза – неоднородная фаза. При напряжении $U > U_c^{LC}$ ФН находится в неоднородной фазе (индуцированный электрическим полем переход Фредерикса) и включение магнитного поля индуцирует сначала переход обратно в однородную фазу, а при его дальнейшем увеличении однородная фаза сменяется неоднородной – происходит уже магнитный переход Фредерикса.

На рис. 3 и 4. представлены зависимости максимального угла отклонения директора в центре слоя от нормированной напряженности магнитного поля, полученные в результате численного решения уравнений (3). Сплошная кривая определяет угол без учета поляризации среды ($\gamma=0$), штриховая – для анизотропии $\gamma=1.94$, отвечающей параметрам жидкого кристалла 5СВ, пунктирная – величине $\gamma=100$, соответствующей аномально большим значениям анизотропии диэлектрической проницаемости [5]. Из рис. 3 и 4 следует, что эффекты поляризации среды существенно влияют на значение угла отклонения директора в центре слоя ФН при больших значениях анизотропии диэлектрической проницаемости. Возрастание параметра анизотропии диэлектрической проницаемости γ приводит к уменьшению угла поворота директора при заданной величине напряжения.

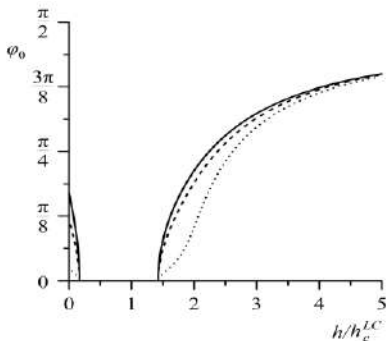


Рис. 3. Угол отклонения директора в центре слоя ФН при возвратных магнитных переходах Фредерикса для $k = 1.56$, $b = 5$, $U = 1.11 U_c^{LC}$ и различных γ

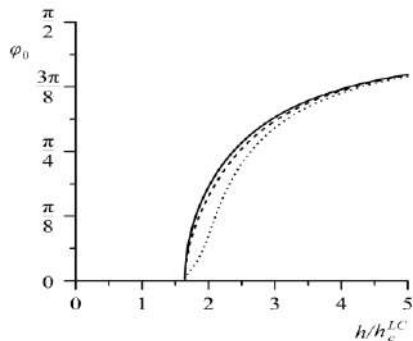


Рис. 4. Угол отклонения директора в центре слоя ФН при магнитных переходах Фредерикса для $k = 1.56$, $b = 5$, $U = 0.955 U_c^{LC}$ и различных γ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Минобрнауки России (проект № FSNF-2020-0008).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brochard F., de Gennes P. G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // *J. de Physique*. 1970. Vol. 31, No. 7. P. 691–708.
2. Burylov S. V., Raikher Y. L. Macroscopic properties of ferromematics caused by orientational interactions on the particle surfaces. I. Extended continuum model // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1995. Vol. 258. P. 107–122.
3. Захлевных А.Н., Макаров Д.В. Переход Фредерикса первого рода в ферронематиках // *Жидк. крист. и их практич. исполъз.* 2010. Вып. 2(32). С. 58–66.
4. Makarov D. V. Zakhlevnykh A. N. Interplay between dipole and quadrupole modes of field influence in liquid-crystalline suspensions of ferromagnetic particles // *Soft Matter*. 2012. Vol. 8. P. 6493–6503.
5. Li B.-X., Babakhanova G., Xiao R.-L., Borshch V., Siemianowski S., Shiyonovskii S.V., Lavrentovich O. D. Microsecond electro-optic switching of nematic liquid crystals with giant dielectric anisotropy // *Phys. Rev. Applied*. 2019. Vol. 12. P. 024005.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМ НЕПОДВИЖНЫХ ФЕРРОЧАСТИЦ, ПОМЕЩЁННЫХ ВО ВНЕШНЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Сокольский С.А.¹, Соловьева А. Ю., Елфимова Е.А.,
Уральский математический центр, Уральский Федеральный Университет,
Российская Федерация, 620000, г. Екатеринбург, ул. Ленина, д. 51
E-mail: Sokolsky2304@gmail.com1

Аннотация. Умные магнитные материалы – это особые материалы, изменяющие свои свойства под воздействием магнитного поля. Несмотря на востребованность данной тематики, разработка теории, посвященной влиянию диполь-дипольных взаимодействий на объёмные свойства феррожидкостей, является достаточно сложной задачей. В данном исследовании были проанализированы магнитные и термодинамические свойства ансамбля неподвижных монодисперсных суперпарамагнитных частиц, помещённых во внешнее магнитное поле.

Ключевые слова: суперпарамагнитные частицы, свободная энергия Гельмгольца, вириальное разложение, намагниченность, восприимчивость, теплоёмкость

MODELING OF THE SYSTEMS OF THE IMMOBILIZED FERROPARTICLES PLACED IN THE EXTERNAL MAGNETIC FIELD

Sokolsky S.A.¹, Solovyova A.Yu., Elfimova E.A.
Ural Mathematical Center, Ural Federal University,
Russian Federation, 620000, Ekaterinburg, Lenina str., 50,
E-mail: Sokolsky2304@gmail.com1

Annotation. Smart magnetic materials are special materials that change their properties under the influence of the magnetic field. Despite the relevance of this topic, the development of a theory devoted to the influence of the dipole-dipole interactions on the bulk properties of ferrofluids is quite a difficult task. In this study were analyzed the magnetic and thermodynamic properties of the ensemble of stationary monodisperse superparamagnetic particles placed in the external magnetic field.

Key words: superparamagnetic particles, Helmholtz free energy, virial decomposition, magnetization, susceptibility, heat capacity



СОКОЛЬСКИЙ Сергей Александрович окончил магистратуру Уральского федерального университета в 2019 году. В настоящее время является аспирантом Уральского федерального университета, лаборантом-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.

Исследуемый образец представляет собой монодисперсную систему из N неподвижных суперпарамагнитных сферических частиц, на которые действует постоянное магнитное поле. Релаксация магнитных моментов феррочастиц происходит по неелевскому механизму. Направления осей лёгкого намагничивания всех частиц параллельны друг другу, под одинаковым углом к направлению внешнего магнитного поля \mathbf{H} . Все оси описаны с помощью вектора \mathbf{n} , который определяется полярным углом θ и азимутальным углом φ (рис. 1).

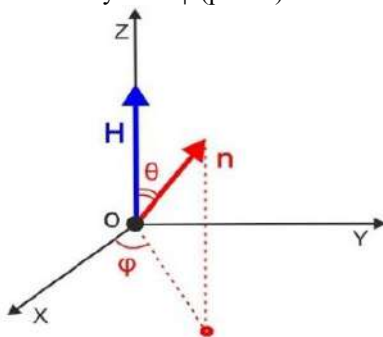


Рис. 1. Система координат. Ось O_z параллельна направлению приложенного внешнего магнитного поля \mathbf{H} . Угол θ - угол между векторами \mathbf{H} и \mathbf{n} : $\theta = \angle(\mathbf{H}, \mathbf{n})$.
Угол φ - азимутальный угол в плоскости O_{xy}

Введём параметр Ланжевена α и безразмерный параметр анизотропии σ , магнитный момент i -ой частицы обозначим как \mathbf{m}_i .

Потенциальная энергия системы включает в себя взаимодействия магнитных моментов феррочастиц с полем и осями легкого намагничивания, а также дальнедействующие межчастичные диполь-дипольные корреляции.

В системе рассмотрено два варианта распределения N феррочастиц по объёму цилиндрического контейнера: в узлах простой кубической решётки и случайным образом (рис. 2).

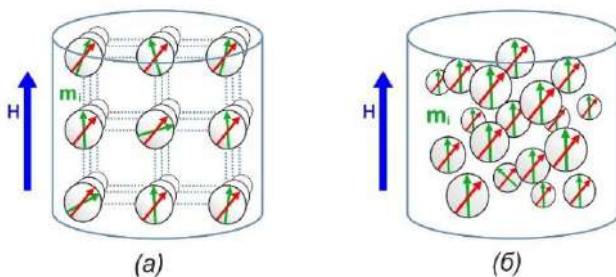


Рис. 2. Монодисперсная система N неподвижных суперпарамагнитных феррочастиц во внешнем магнитном поле. Распределение частиц по объёму предполагается в узлах простой кубической решётки (а) или случайным образом (б)

Для исследования магнитных и термодинамических свойств описанных моделей была построена новая теория, основанная на разложении свободной энергии Гельмгольца F в классический вириальный ряд с точностью до второго коэффициента с преобразованием к логарифмическому виду [1,2] через конфигурационный интеграл Z :

$$\beta F = -\ln(Z), \quad (1)$$

где $\beta^{-1} = k_B T$ – тепловая энергия системы.

Чтобы оценить роль диполь-дипольных взаимодействий в системе, свободная энергия Гельмгольца была разделена на две части:

$$F = F_{id} + \Delta F \quad (2)$$

Первое слагаемое F_{id} соответствует идеальной системе невзаимодействующих суперпарамагнитных наночастиц.

Второе слагаемое ΔF показывает вклад диполь-дипольных взаимодействий в свободную энергию Гельмгольца.

Для удобства обозначим вклад диполь-дипольных взаимодействий в свободную энергию Гельмгольца для случаев кубической решётки и случайного распределения феррочастиц как ΔF^{SCLF} и ΔF^{Random} соответственно.

Теория, построенная для идеального дипольного газа, не способна адекватно описать данные моделирования, в то время как новая теория гораздо более эффективна в области рассматриваемых параметров.

На графиках представлено поведение свободной энергии Гельмгольца в идеальной системе, а также вклад диполь-дипольных взаимодействий для различных случаев (рис. 3–5).

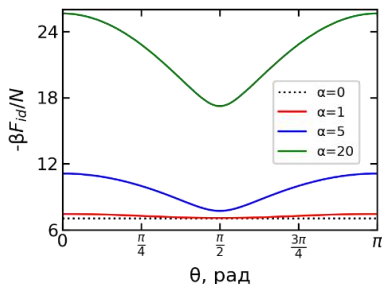


Рис. 3. Свободная энергия Гельмгольца для идеальной системы суперпарамагнитных частиц с $\sigma=10$ и различными значениями внешнего магнитного поля: $\alpha = 0, 1, 5, 20$.

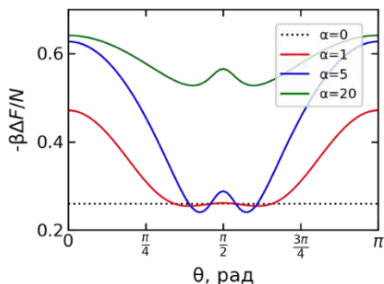


Рис. 4. Вклад диполь-дипольных взаимодействий ΔF^{random} в случае произвольного распределения частиц по объёму при $\sigma=10$ для различных значений внешнего магнитного поля: $\alpha = 0, 1, 5, 20$.

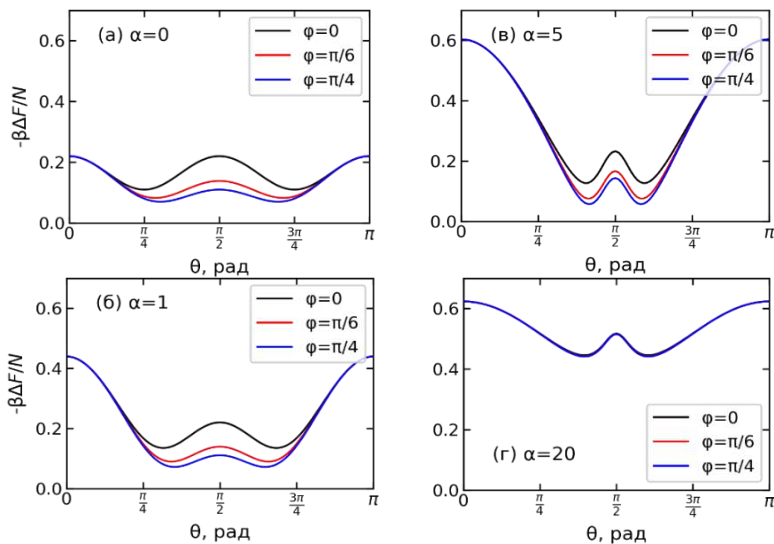


Рис. 5. Вклад диполь-дипольных взаимодействий ΔF^{SCLF} в случае распределения частиц по узлам кубической решётки при $\sigma=10$ для различных значений внешнего магнитного поля: $\alpha = 0, 1, 5, 20$

Для проверки новой теории и исследования диапазона ее точности была рассчитана статическая намагничённость системы через свободную энергию Гельмгольца:

$$M = -\frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\frac{\beta F_{id}}{N} \right) - \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\frac{\beta \Delta F}{N} \right) \quad (3)$$

Начальная магнитная восприимчивость была рассчитана с использованием аналитического выражения свободной энергии Гельмгольца как:

$$\chi = \chi_{id} - \frac{1}{V} \frac{\partial^2 \Delta F}{\partial H^2} \Big|_{H=0}, \quad (4)$$

где χ_{id} означает начальную магнитную восприимчивость идеальной системы без диполь-дипольного взаимодействия:

$$\chi_{id} = -\frac{1}{V} \frac{\partial^2 F_{id}}{\partial H^2} \Big|_{H=0}. \quad (5)$$

Формула для теплоемкости, выраженная через конфигурационный интеграл, выглядит следующим образом:

$$C_V = \frac{\partial}{\partial T} \left(k_B T^2 \frac{\partial \ln(Z)}{\partial T} \right). \quad (6)$$

Оценка точности полученных аналитических выражений осуществлялась с помощью метода Монте-Карло. Проводилось компьютерное моделирование свойств ансамбля из 512 дипольных твердых сфер, которые располагались в кубической ячейке случайным образом или в узлах простой кубической решетки. Внешнее магнитное поле предполагалось направленным вдоль оси O_z . Оси лёгкого намагничивания для всех наночастиц были заданы в виде единичных векторов $(0,0,\cos\theta)$, где рассматривались несколько значений θ . Полярный угол θ был равен 0 на протяжении всех симуляций. Восприимчивость Ланжевена χ_L и концентрация феррочастиц были зафиксированы как 1,25 и 0,125 соответственно.

Сравнение аналитических кривых намагничённости с результатами компьютерного моделирования позволило определить точность и область применимости построенной теории.

В ходе исследования были получены важные данные, которые могут быть использованы при разработке магнитных материалов с контролируемыми свойствами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Elfimova, E.A.; Ivanov, A.O.; Camp, P.J. (2012). Phys. Rev. E, 86(2):021126
2. Vtulkina, E.D.; Elfimova, E.A. (2017). J. Magn. Magn. Mater., 431:218–221

СТРАТИФИКАЦИЯ ДИПОЛЬНЫХ И КВАДРУПОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КОМПОЗИТАХ

Петров Д.А.¹, Ханнанов Р.Р.

¹Пермский государственный национальный исследовательский университет
614990г. Пермь, ул. Букирева, 15

E-mail: petrovda@bk.ru

Аннотация. В рамках континуальной теории исследуется стратификация магнитных частиц, вызванная влиянием гравитационного и магнитного полей в различных жидкокристаллических композитах, содержащих ферромагнитные частицы, углеродные нанотрубки и частицы гётита. Проведено сравнение ориентационных откликов различных примесных частиц на магнитное поле.

Ключевые слова: жидкий кристалл, магнитные частицы, углеродные нанотрубки, гётит

STRATIFICATION OF DIPOLE AND QUADRUPOL PARTICLES IN LIQUID-CRYSTAL COMPOSITES

Petrov D.A.¹, Khannanov R.R.

¹Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

E-mail: petrovda@bk.ru

Annotation. In the framework of continuum theory, the stratification of magnetic particles caused by the influence of gravitational and magnetic fields in various liquid crystal composites containing ferromagnetic particles, carbon nanotubes and goethite particles is studied. The orientational responses of various impurity particles to a magnetic field are compared.

Key words: liquid crystal; magnetic particles; carbon nanotubes; goethite



ПЕТРОВ Данил Александрович окончил Пермский государственный университет в 2010 году. В 2013 году защитил диссертацию на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук: «Ориентационные и магнитооптические явления в ферронематиках». Имеет более 100 научных публикаций, в т.ч. 26 статей в журналах, входящих в международную базу научного цитирования Scopus. Работает доцентом кафедры физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета. Области научных интересов: физика жидких кристаллов и суспензий на их основе.



ХАННАНОВ Рифат Рифхатович окончил бакалавриат ПГНИУ по направлению «Прикладные математика и физика» в 2021 году. Имеет 3 научных публикации, в том числе 2 статьи. В настоящее время является магистрантом ПГНИУ.

Суспензии коллоидных анизометричных частиц в жидких кристаллах (ЖК) вызывают большой интерес, т. к. они удачно сочетают текучесть и ориентационный порядок ЖК со специфическими свойствами твёрдых частиц (ферромагнитных, сегнетоэлектрических, металлических, диэлектрических, углеродных нанотрубок и т.д.). Наличие небольшого числа анизометричных наночастиц модифицирует многие свойства ЖК и приводит к возможности получения новых композитных материалов, обладающих уникальными электро- и магнитооптическими свойствами, что открывает перспективы для новых практических приложений в оптоэлектронике, фотонике и дисплейной технике.

Наиболее изученными в настоящее время являются суспензии ферромагнитных (дипольных) частиц в нематических ЖК [1]. Для таких суспензий, известных как ферронематики (ФН), внешнее магнитное поле вызывает поворот анизометричных частиц, а благодаря наличию ориентационной связи между примесью и дисперсионной средой, созданное механическое вращение передаётся ЖК-матрице. Наличие такого дипольного ориентационного механизма существенно усиливает магнитоориентационный отклик композита по сравнению с чистым ЖК. В качестве примесных частиц также можно использовать диамагнитные частицы, но с аномально высоким значением анизотропии диамагнитной восприимчивости. В роли таких квадрупольных частиц могут выступать углеродные нанотрубки (УНТ) [2]. Благодаря сильной анизотропии формы, обеспечивающей высокую ориентационную связь с ЖК-матрицей, УНТ приносят дополнительный квадрупольный ориентационный механизм, что является причиной повышения магнитоориентационного отклика композита на внешнее магнитное поле по сравнению с чистым ЖК. Наиболее интересным объектом для внедрения в матрицу являются частицы, объединяющие в себе свойства как ферромагнитных частиц, так и УНТ. В качестве таких частиц могут выступать наностержни гётита [3]. Их исключительной особенностью является то, что они обладают продольным магнитным моментом, ориентирующим главную ось частицы по полю (дипольный механизм), и отрицательной анизотропией диамагнитной восприимчивости (квадрупольный механизм), стремящейся развернуть длинную ось частицы ортогонально полю. Наличие такого рода частиц в ЖК может приводить к необычному фазовому поведению, включая двусосный характер ориентационного упорядочения, наличие возвратных фаз, фазовых переходов и др.

В настоящей работе рассматривается магноориентационный отклик суспензии частиц гётита в нематическом ЖК. Теоретически исследуются ориентационные искажения поля директора ЖК и пространственная стратификация примесных частиц, индуцируемая совместным влиянием гравитационного и магнитного полей.

Рассмотрим твист-ячейку ЖК суспензии частиц гётита толщиной L . Нижнюю границу расположим в плоскости xOy , так что ось z направлена перпендикулярно границам, причём в плоскости $z = 0$ ось лёгкого ориентирования параллельна оси x : $\mathbf{n}_0 = (1, 0, 0)$, а в плоскости $z = L$ параллельна оси y : $\mathbf{n}_L = (0, 1, 0)$, сцепление директора ЖК \mathbf{n} на границах жёсткое и планарное. Ускорение свободного падения $\mathbf{a} = (0, 1, -a)$ направим против оси z , а магнитное поле $\mathbf{H} = (0, H, 0)$ вдоль оси y .

Запишем термодинамический потенциал свободную энергию суспензии частиц гётита на основе нематического ЖК, находящейся в магнитном и гравитационном полях [3, 4]

$$\begin{aligned}
 F &= \int [F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5 + F_6 + F_7] dV, & (1) \\
 F_1 &= \frac{1}{2} [K_{11}(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_{33}(\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2], \\
 F_2 &= -\frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2, \quad F_3 = -M_s (f_+ - f_-)(\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}), \\
 F_4 &= -\frac{1}{2} \chi_p (f_+ + f_-)(\mathbf{m} \cdot \mathbf{H})^2, \quad F_5 = -\frac{\omega_p}{d} (f_+ + f_-)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2, \\
 F_6 &= (\rho_p - \rho_{LC})(f_+ + f_-)az, \quad F_7 = \frac{k_B T}{v} (f_+ \ln f_+ + f_- \ln f_-).
 \end{aligned}$$

Здесь K_{ii} – модули Франка ($i = 1, 2, 3$). Мы рассматриваем магнитокомпенсированную суспензию [3], являющуюся ЖК аналогом антиферромагнетика, для описания которой нужно рассматривать две различные объёмные доли частиц f_+ и f_- соответственно с магнитными моментами $\boldsymbol{\mu}_+ = M_s v \mathbf{m}$ и $\boldsymbol{\mu}_- = -M_s v \mathbf{m}$, направленными параллельно и антипараллельно директору ЖК \mathbf{n} , где \mathbf{m} – директор примесных частиц, который также имеет смысл единичного вектора намагничённости, M_s – намагничённость насыщения частиц и v – объём частицы. Здесь также определены $\chi_a > 0$ и $\chi_p < 0$ – анизотропии диамагнитной восприимчивости ЖК-матрицы и частиц гётита соответственно; ρ_{LC} и ρ_p –

плотности ЖК и материала гётитовых частиц соответственно; ω_p – поверхностная плотность энергии сцепления примесных частиц с ЖК-матрицей; d – поперечный диаметр частицы; k_B – постоянная Больцмана; T – температура объекта исследования.

Слагаемое F_1 представляет собой плотность свободной энергии ориентационно-упругих деформаций поля директора ЖК, F_2 характеризует взаимодействие диамагнитного нематика с внешним магнитным полем, F_3 и F_4 соответственно учитывают ферромагнитный и диамагнитный ориентационные механизмы ансамбля частиц, F_5 учитывает мягкое сцепление частиц с матрицей ЖК, F_6 позволяет учесть влияние гравитационного поля, а F_7 описывает вклад энтропии смешения идеального раствора частиц суспензии.

Для рассматриваемой геометрии директор ЖК и вектор намагниченности частиц можно представить в следующем виде

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

Здесь $\varphi(z)$ и $\psi(z)$ – соответственно углы отклонения директора \mathbf{n} и вектора \mathbf{m} от оси x .

Задачу будем решать в безразмерном виде, согласно [3, 4] определим следующие безразмерные параметры

$$\sigma = \frac{\omega_p \bar{f} L^2}{K_{22} d}, \quad \kappa = \frac{k_B T \bar{f} L^2}{K_{22} v}, \quad \gamma = \frac{\chi_p \bar{f}}{\chi_a}, \quad b = \frac{M_s \bar{f} L}{\sqrt{K_{22} \chi_a}}, \quad \alpha = \frac{a \bar{f} L^3 (\rho_p - \rho_{LC})}{K_{22}} \quad (3)$$

и величины: координата $\zeta = z/L$, напряжённость магнитного поля $h = HL\sqrt{\chi_a/K_{22}}$ и приведенные объёмные доли частиц $g_{\pm} = f_{\pm}/\bar{f}$, где $\bar{f} = Nv/V \ll 1$ – средняя объёмная доля частиц в суспензии (N – число частиц, V – объём образца). За физическим смыслом параметров (3) просим читателя обратиться к работам [1, 3, 4].

Состоянию термодинамического равновесия отвечает минимум свободной энергии (1), минимизация которой относительно $\varphi(\zeta)$, $\psi(\zeta)$ и $g_{\pm}(\zeta)$, позволяет получить систему уравнений ориентационного равновесия суспензии

$$\frac{d^2 \varphi}{d\zeta^2} + \frac{1}{2} h^2 \sin 2\varphi - \sigma (g_+ + g_-) \sin 2(\varphi - \psi) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{1}{2} \gamma h^2 \sin 2\psi + \text{th} \left(\frac{bh}{\kappa} \sin \psi \right) bh \cos \psi + \sigma \sin 2(\varphi - \psi) = 0, \quad (5)$$

$$g_{\pm}(\zeta) = Q \exp \left\{ \frac{\gamma h^2 \sin^2 \psi}{2\kappa} \pm \frac{bh \sin \psi}{\kappa} + \frac{\sigma \cos^2(\varphi - \psi)}{\kappa} - \frac{\alpha \zeta}{\kappa} \right\}, \quad (6)$$

где введено обозначение для нормировочной постоянной

$$Q^{-1} = \lambda \int_0^1 \exp \left\{ \frac{\gamma h^2 \sin^2 \psi}{2\kappa} + \frac{\sigma \cos^2(\varphi - \psi)}{\kappa} - \frac{\alpha \zeta}{\kappa} \right\} \operatorname{ch} \left(\frac{bh \sin \psi}{\kappa} \right) d\zeta. \quad (7)$$

В частном случае суспензий УНТ ($b=0$ и $g_+ + g_- = g$) величина $\lambda = 1$, а в остальных случаях ($b \neq 0$) – $\lambda = 2$. Полученная система уравнений (4)–(7) с граничными условиями

$$\varphi(0) = 0, \quad \varphi(1) = \frac{\pi}{2} \quad (8)$$

позволяет в самом общем случае описать равновесные ориентационные состояния ЖК суспензий гётитовых частиц в магнитном и гравитационных полях. Также эта система уравнений позволяет рассмотреть обычный ФН, т. е. суспензию магнитных (дипольных) частиц при $\gamma=0$ [4] и, как указано выше, при $b=0$ и $g_+ + g_- = g$ – суспензию квадрупольных частиц, таких как УНТ.

Ниже на рис. 1 и 2 представлены результаты расчётов системы уравнений (4)–(7) для трёх различных образцов: обычного ФН, ЖК-суспензий УНТ и ЖК-суспензий гётитовых частиц. Расчёты проводились при одинаковых параметрах $\sigma=2$, $\kappa = 1$ и $\alpha = 1$.

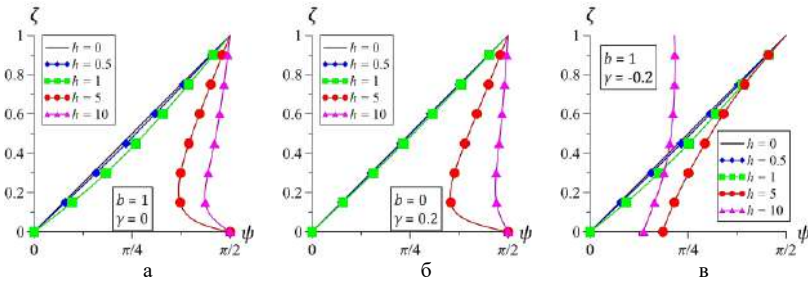


Рис. 1. Распределения угла ориентации примесных частиц по толщине слоя для разных значений магнитного поля в случае (а) простых магнитных частиц, (б) УНТ и (в) частиц гётита

Из рис. 1 видно, что для всех образцов в слабых полях пространственное распределение угла ориентации директора примесных частиц остается близким к линейному ($h \leq 1$). С ростом поля при $h > 5$ частицы начинают

ориентироваться преимущественно по полю в случае суспензий дипольных и квадрупольных частиц (см. рис. 1, а и б). В больших магнитных полях частицам гётита из-за отрицательной анизотропии диамагнитной восприимчивости выгодно ориентироваться ортогонально полю, что приводит к иному распределению директора частиц (см. рис. 1, в) по сравнению с суспензиями дипольных и квадрупольных частиц.

На рис. 2 представлены пространственные распределения частиц в ЖК слое. Из сравнения рис. 2, а и 2, б видно, что распределения простых дипольных и квадрупольных частиц отличаются лишь количественно, а именно, с ростом поля происходит движение частиц против силы тяжести и примесь всплывает – антигравитационная стратификация частиц. Этот эффект является специфическим для ЖК-композитов и заключается в том, что благодаря взаимодействию частиц с магнитным полем и наличию ориентационной связи частиц с директором ЖК (частицы стремятся ориентироваться параллельно полю и директору ЖК) в присутствии магнитного поля примеси энергетически более выгодно накапливаться в верхней части слоя, где ее гравитационная энергия больше (см. слагаемое F_6 в (1)), но магнитная и ориентационная энергии меньше (см. слагаемые F_3 , F_4 и F_5 в (1)). В случае частиц гётита (см. рис. 2в) в слабых полях, пока преобладает дипольный ориентационный механизм примесь накапливается в середине слоя, но с ростом поля, когда начинает доминировать квадрупольный ориентационный механизм над дипольным, примесь накапливается в нижней части слоя, т. е. частицы более интенсивно тонут.

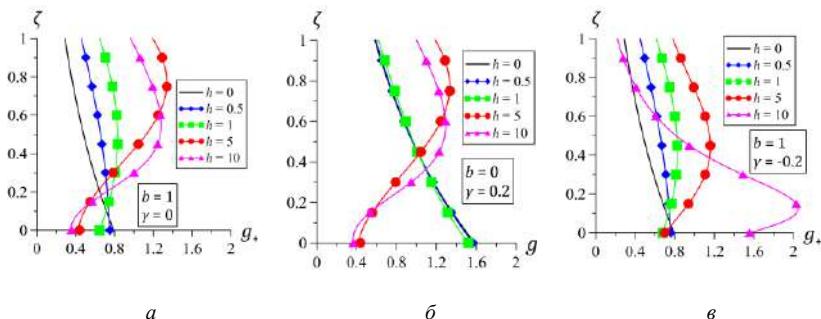


Рис. 2. Распределения примеси по толщине слоя для разных значений магнитного поля в случае (а) простых магнитных частиц, (б) УНТ и (в) частиц гётита

Здесь нужно отметить, что объемная доля частиц $g_-(\zeta)$ для ФН и ЖК суспензии гётитовых частиц быстро уменьшается с ростом поля со-

гласно (6) и концентрационное распределение примесных частиц можно описывать с помощью $g_+(\zeta)$. Также пространственные распределения угла ориентации директора ЖК $\phi(\zeta)$ для всех трех образцов слабо отличаются друг от друга и по этой причине не представлены в работе.

Исследование выполнено при поддержке Минобрнауки России (проект № FSNF-2020-0008).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zakhlevnykh A. N., Petrov D. A. Weak coupling effects and reentrant transitions in ferro-nematic liquid crystals // *Journal of Molecular Liquids*. 2014. Vol. 198. P. 223–233.
2. Petrov D. A., Skokov P. K., Zakhlevnykh A. N. Magnetic field induced orientational transitions in liquid crystals doped with carbon nanotubes // *Beilstein Journal of Nanotechnology*. 2017. Vol. 8. P. 2807–2817.
3. 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.
4. Petrov D. A., Makurin A. V. Stratification of ferroparticles caused by gravitational and magnetic fields in soft ferronematics // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. Vol. 1389. *Art. No.* 012058.

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

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ДЕФОРМАЦИЮ МИКРОКАПЕЛЬ МАГНИТНЫХ ЭМУЛЬСИЙ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Бекетова Е.С.¹, Нечаева О.А., Диканский Ю.И.

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

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

¹ E-mail: tkacheva_es.86@mail.ru

Аннотация. Экспериментально исследованы особенности деформации микрокапель магнитных эмульсий в переменном электрическом поле. Показано, что характер деформации может изменяться в зависимости от частоты электрического поля; в случае низких частот электрического поля капли сплющиваются вдоль его направления, при более высоких частотах принимают вытянутую форму. Установлено, что значение частоты, соответствующей переходу формы микрокапли от сплюснутого состояния в вытянутое, зависит от электропроводности капли, значения напряженности электрического поля и температуры. Показана возможность компенсации деформации капли, вызванной воздействием электрического поля с помощью дополнительно приложенного магнитного поля.

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

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE EFFECT OF TEMPERATURE ON THE DEFORMATION OF MICRODROPLES OF MAGNETIC EMULSIONS IN AN ELECTRIC FIELD

Beketova E.S.¹, Nechaeva O.A., Dikansky Yu.I.

Federal State Autonomous Educational Institution of Higher Education

«North Caucasian Federal University»

Russian Federation, 355017, Stavropol, st. Pushkin, d. 1,

E-mail: tkacheva_es.86@mail.ru¹

Annotation. The features of deformation of microdroplets of magnetic emulsions in an alternating electric field are experimentally studied. It is shown that the nature of the deformation can change depending on the frequency of the electric field; in the case of low frequencies of the electric field, the drops are flattened along its direction, and at higher frequencies they take an elongated shape. It has been found that the value of the frequency corresponding to the transition of the shape of a microdroplet from an oblate state to an elongated state depends on the electrical conductivity of the droplet, the value of the electric field strength, and temperature. The possibility of compensating for the droplet deformation caused by the action of an electric field with the help of an additionally applied magnetic field is shown.

Key words: magnetic fluid, magnetic emulsion, deformation of drops in fields, dependence of deformation on temperature, electrical conductivity



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.



НЕЧАЕВА Оксана Александровна в 1998 г. окончила физико-математический факультет Ставропольского государственного университета (СГУ) по специальности «Физика» с присвоением квалификации учитель физики и математики по специальности «Физика». В период 1999–2002 гг. обучалась в очной аспирантуре СГУ по специальности 01.04.13 «Электрофизика, электрофизические установки». В 2004 г. защитила кандидатскую диссертацию на тему «Структурная организация магнитных коллоидов в электрическом и магнитном полях». В настоящее время является доцентом 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.

Исследованию особенностей взаимодействия микрокапель магнитных жидкостей с электрическими полями посвящен ряд работ (см., например, [1–7]), в которых рассматривались особенности как деформации, так и развития неустойчивости их формы. В основном, объектом таких исследований являлись микрокапельные агрегаты, образующиеся под влиянием различных факторов в первоначально однородных магнитных коллоидах. Следует заметить, что использование в качестве объектов исследования микрокапельных агрегатов приводит к затруднениям при анализе результатов из-за сложности определения их электрических и магнитных параметров, которые к тому же могут отличаться для различных образцов магнитных жидкостей с микрокапельной структурой. В настоящей работе исследовались микрокапли магнитных эмульсий, полученных диспергированием однородной магнитной жидкости в масляной среде [8]. Физические парамет-

ры микрокапель эмульсий определяются параметрами диспергируемой магнитной жидкости и дисперсионной среды, предварительное измерение которых не представляет большой сложности. Кроме того, проведении экспериментальных исследований особенностей деформации микрокапель в переменном электрическом поле кроме частоты и напряженности поля варьировалась также и температура.

Образцы для исследования и методика эксперимента. Для проведения исследований были приготовлены три образца магнитной эмульсии, представляющие собой взвесь микрокапель магнитной жидкости в масляной среде. Они были получены путем диспергирования в масле АМГ-10 однородной магнитной жидкости с магнетитовыми частицами, дисперсионной средой в которой являлся керосин, 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 10–16 мкм. Для получения микрокапель с различной электрической проводимостью в исходную магнитную жидкость перед ее диспергированием добавлялись кристаллы йода. Таким образом, были получены три образца с различной проводимостью микрокапель. Их основные данные приведены в таблице.

Таблица

Физические параметры магнитных эмульсий

Дисперсная фаза образца № 1	
Плотность, кг/м ³	1,036*10 ⁻³
Электропроводность См/м	1.3
Диэлектрическая проницаемость	2.35
Межфазное натяжение на границе капля/среда, Н/м	8.15*10 ⁻⁸
Дисперсная фаза образца № 2	
Плотность, кг/м ³	1,036*10 ⁻³
Электропроводность См/м	1.4
Диэлектрическая проницаемость	2.36
Межфазное натяжение на границе капля/среда, Н/м	8.15*10 ⁻⁸
Дисперсная фаза образца № 3	
Плотность, кг/м ³	1,036*10 ⁻³
Электропроводность, См/м	1.7
Диэлектрическая проницаемость	2.67
Межфазное натяжение на границе капля/среда, Н/м	8.15*10 ⁻⁸
Дисперсионная среда образцов (масло АМГ-10)	
Плотность, кг/м ³	776
Электропроводность См/м	10 ⁻¹⁴
Диэлектрическая проницаемость	2.2
Динамическая вязкость, мПа•с	14.5

Измерения диэлектрической проницаемости ϵ и проводимости γ компонентов эмульсий проводили мостовым методом. Для определения диэлектрической проницаемости исследуемый образец помещали в ячейку с медными электродами, представляющую собой конденсатор в форме прямоугольного параллелепипеда, имеющего размеры $30 \times 40 \times 2,5$ мм. Далее измеряли емкость ячейки по параллельной схеме замещения. Для измерений применяли цифровой мост переменного тока GW Instek LCR-78110G с частотой измерительного сигнала 1 кГц. Деформацию микрокапель эмульсий в электрическом поле изучали с помощью оптического микроскопа типа Биолам, не содержащего намагничивающихся деталей. Микроскоп был снабжен видеокамерой, сопряженной с компьютером. При проведении исследования использовали ячейку, представляющую собой предметное стекло, на поверхность которого наклеены две прямоугольные металлические пластины (медная фольга, толщиной 0,4 мм), расстояние между торцами которых составляло 1,5 мм. Пространство между пластинами заполнялось магнитной эмульсией и накрывалось покрывным стеклом. Для создания между электродами

переменного электрического поля на них подавали напряжение от генератора, эффективное значение напряженности поля E оценивалось по значению напряжения U и расстоянию между электродами ($E=U/l$). Кювету с исследуемой жидкостью 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 стенкой кюветы с эмульсией. Для осуществления дополни-

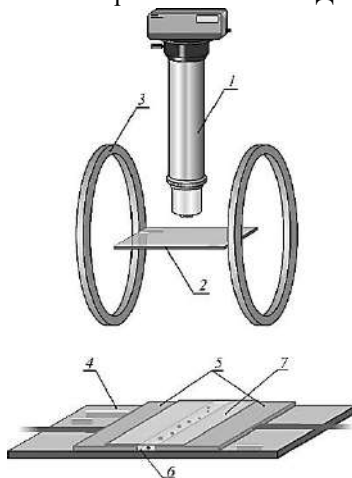


Рис.1. Экспериментальная установка для исследования деформации микрокапель при совместном действии электрического и магнитного полей:

1 – оптический микроскоп; 2 – ячейка с образцом, вид которой показан в нижней части рисунка; 3 – катушки Гельмгольца; 4 – предметное стекло; 5 – медные пластины; 6 – исследуемый образец взвеси микрокапель; 7 – покрывное стекло

тельного воздействия магнитным полем, ячейка была снабжена намагничивающей системой (катушками Гельмгольца), создающей однородное поле в объеме, в несколько раз превышающем габариты кюветы. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Установлено, что воздействие на первоначально сферическую микрокаплю эмульсии переменного электрического поля приводит к ее деформации, характер которой зависит от частоты электрического поля. Так, при достаточно низких частотах капля сплющивается вдоль направления напряженности поля, при этом дальнейшее повышение частоты приводит к уменьшению ее деформации и, при некоторой критической частоте к восстановлению ее сферической формы. При дальнейшем повышении частоты капля вновь деформируется, однако в этом случае она вытягивается вдоль поля. Отметим, что ранее [1,2] подобный результат был получен для микрокапельных агрегатов, образующихся в магнитной жидкости.

Оказалось, что частота, соответствующая переходу формы микрокапли от сплюснутого состояния в вытянутое зависит от электрической проводимости капли. В качестве подтверждения этого на рис. 2 приведены зависимости отношения полуосей деформированной микрокапли от частоты поля при различных значениях ее электропроводности (при комнатной температуре), где a и b – оси микрокапли, причем ось a – параллельна направлению электрического поля, ось b перпендикулярна ему. Как можно видеть из рисунка, повышение электропроводности микрокапли приводит к уменьшению частоты, соответствующей ее сферической форме (отношению a/b , равному единице). Следует также отметить, что при достаточно большой проводимости капли зависимость отношения ее полуосей от частоты претерпевает максимум при некотором значении частоты. Величина деформации как сплюснутых, так и вытянутых микрокапель зависит также от напряженности электрического поля. На рис. 3 представлена экспериментальная зависимость параметра деформации капли от напряженности электрического поля ($t=25^\circ\text{C}$, $f=40$ Гц) при различных значениях электропроводности магнитной жидкости.

Как видно из рисунка при напряженности электрического поля около 20 кВ/м капли с самой большой электропроводностью (образец №3) при данной частоте поля имеют вытянутую вдоль поля форму ($a/b > 1$). Форма капель образца №2 в этой ситуации близка к сферической ($a/b = 1$), а капли образца №1 сплюснены вдоль направления поля ($a/b < 1$). При дальнейшем увеличении напряженности поля удлинение капли образца №3 уменьшается вплоть до перехода формы капли в сферическую при напряженности поля около 40 кВ/м, а степень деформации (сплющивания) капель образ-

цов №1 и №2, напротив, увеличивается. При напряженности поля свыше 40 кВ/м капли образца №3, так же, как и образцов №1 и №2 сплющиваются вдоль направления напряженности поля. При этом наиболее сильная зависимость деформация микрокапель в этом случае наблюдается для микрокапель с меньшей проводимостью (образец №1).

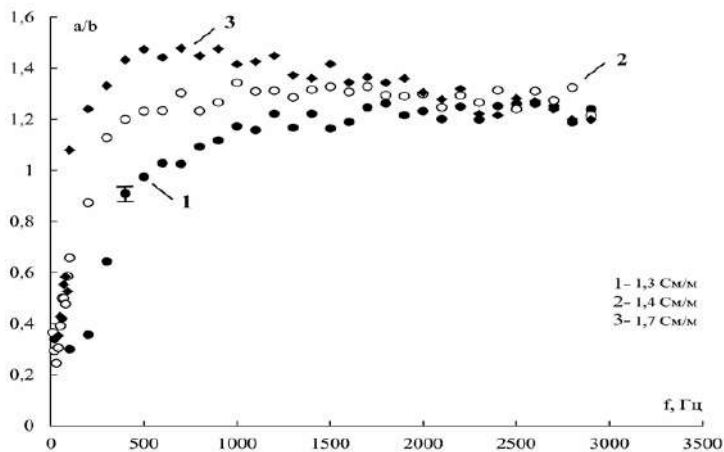


Рис. 2. Зависимость деформации капли от частоты при разной электропроводности магнитной жидкости, использованной для ее получения. Напряженность электрического поля 140 кВ/м, температура $t=25\text{ }^{\circ}\text{C}$

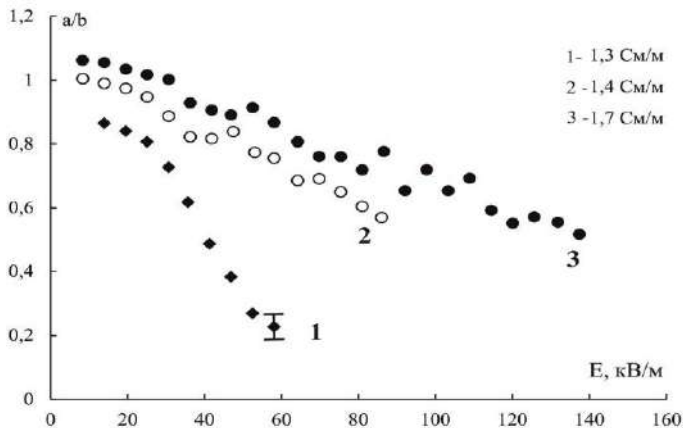


Рис. 3. Зависимость параметра деформации капли от напряженности электрического поля ($t=25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $f=40\text{ Гц}$ – соответствует сплющиванию капли) при разных электропроводностях магнитной жидкости

При достаточно высоких частотах электрического поля характер деформации капель всех образцов в исследованном интервале напряженностей электрического поля одинаковый – все они вытягиваются вдоль направления напряженности поля. На рис.4 приведены зависимости параметра деформации от напряженности электрического поля при его частоте 2 кГц для микрокапель всех исследованных образцов.

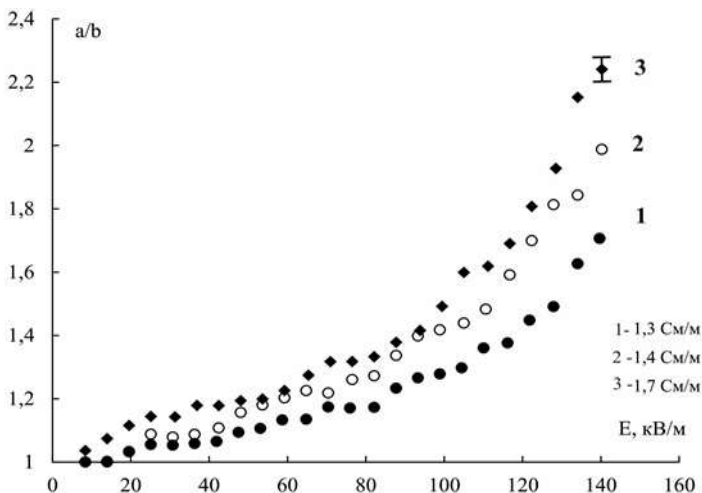


Рис. 4. Зависимость параметра деформации от напряженности электрического поля ($t=25^{\circ}\text{C}$, $f=2$ кГц – соответствует вытяжению капли) для капель с разной электрической проводимостью

Как следует из рисунка, в этом случае большей деформации при одной и той же напряженности поля подвержены микрокапли с большей электропроводностью. Как известно (например, [9–11]), микрокапли магнитной жидкости могут претерпевать существенную деформацию также при воздействии магнитного поля, которое всегда приводит к вытягиванию капель вдоль его направления. При этом, деформация капли, возникшая в результате воздействия электрическим полем может быть компенсирована с помощью дополнительно приложенного магнитного поля. Такая компенсации была осуществлена при дополнительном воздействии на вытянутую в электрическом поле частотой 2 кГц каплю постоянным магнитным полем направленном перпендикулярно электрическому. На рис. 5 представлены компенсационные кривые деформации в координатах E^2-N^2 для микрокапель с различной электропроводностью.

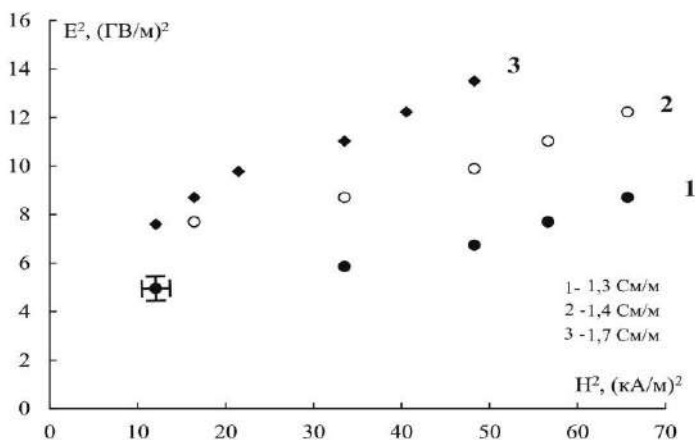


Рис. 5. Компенсационные зависимости деформации каплей с разной электропроводностью при $f = 2$ кГц и $t = 25^\circ\text{C}$

Из анализа графиков можно заключить, что увеличение электропроводности микрокапли позволяет компенсировать ее деформацию в электрическом поле с помощью магнитного поля меньшей напряженности. Была предпринята также попытка подобной компенсации деформации капли в случае ее сплющивания в электрическом поле. Ранее такого рода компенсация осуществлялась для сплюснутых микрокапельных агрегатов [1] при дополнительном воздействии магнитного поля, сонаправленного с электрическим. Однако, для исследованных микрокапель эмульсии этого добиться не удалось, так как дополнительное воздействие постоянного поля на сплюснутую в электрическом поле микрокаплю приводило не к восстановлению ее сферической формы, а ее повороту, соответствующему уменьшению размагничивающего фактора.

Обнаружено, что характер деформации микрокапель эмульсии зависит и от температуры. При этом характер этой зависимости может быть различным при различных частотах электрического поля. Иллюстрацией этого могут быть приведенные на рис. 6 зависимости фактора деформации микрокапли образца № 1 от температуры при различных частотах электрического поля.

Так, первоначально вытянутая вдоль направления электрического поля микрокапля при его частоте 1,1 кГц и 2,4 кГц продолжает удлиняться при первоначальном увеличении температуры. Однако, при достижении температуры 25°C деформация капли начинает уменьшаться.

При этом, при частоте электрического поля 1,1 кГц капля принимает сферическую форму при температуре 45°C и при дальнейшем увеличении температуры сплющивается.

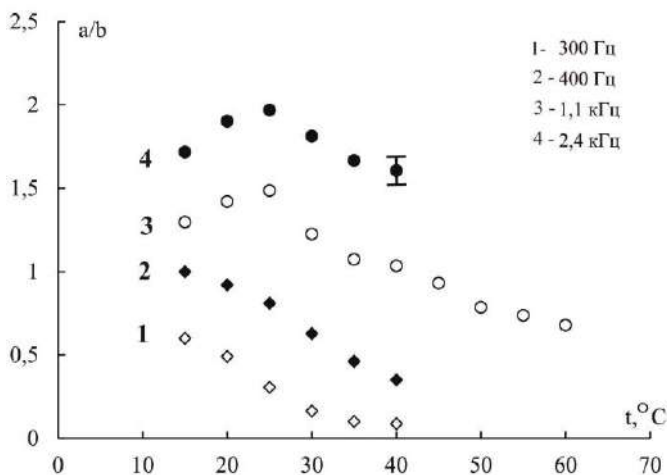


Рис. 6. Зависимость параметра деформации каплей от температуры при разных частотах: 300 Гц (капля изначально имеет сплюснутую форму), 400 Гц (капля изначально имеет сферическую форму), 1,1 кГц и 2,4 Гц (капля изначально имеет вытянутую форму). Напряжённость поля 1,4 кВ/м

Теоретическое обоснование наблюдаемых эффектов требует дополнительных исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках базовой части государственного задания вузам в сфере научной деятельности (проект № 0795-2020-007).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Диканский Ю.И., Цеберс А.О. Шацкий В.П. // Магнитная гидродинамика. 1990. № 1. С. 32.
2. Диканский Ю.И., Нечаева О.А. // Коллоид. журн. 2003. Т. 65. С. 338.
3. Dikansky Y.I., Nechaeva O.A. // J. Magn. Magn. Mater. 2005. V. 289. P. 90.
4. Tyatyushkin A.N., Velarde M.G. // J. Colloid Interface Sci. 2001. V. 235. P. 46.
5. Dikansky Y.I., Zakinyan A.R., Tyatyushkin A.N. // Phys. Rev. E. 2011. V. 84. 031402.
6. Kvasov D., Naletova V., Beketova E., Dikanskii Yu. // J. Magn. Magn. Mater. 2017. V. 431. P. 161.
7. Бекетова Е.С., Нечаева О.А., Мкртчян В.Д., Закинян А.Р. Диканский Ю.И. // Коллоидный журнал, 2021, том 83, № 2, с. 157–170
8. Zakinyan A., Dikansky Y. // Colloids Surf. A. 2011. V. 380. P. 314

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В МАГНИТНОЙ ЭМУЛЬСИИ С НИЗКИМ МЕЖФАЗНЫМ НАТЯЖЕНИЕМ

Белых С.С.¹, Ерин К.В., Фурсова В.В.

ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет»,
г. Ставрополь, Российская Федерация,
E-mail: sergeyb.stav@mail.ru¹

Аннотация. Исследованы особенности светопропускания магнитных эмульсий на основе авиационного гидравлического масла при воздействии магнитного поля. Обнаружена температурная зависимость прозрачности и изменения прозрачности. Исследовано влияние температуры на время релаксации оптического эффекта.

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

TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE MAGNETO-OPTICAL EFFECT IN A MAGNETIC EMULSION WITH LOW INTERFACIAL TENSION

Belykh S.S.¹, Yerin C.V., Fursova V.V.

North Caucasus Federal University,
Stavropol, Russian Federation,
E-mail: sergeyb.stav@mail.ru¹

Annotation. The features of light transmission of magnetic emulsions based on aviation hydraulic oil under the influence of a magnetic field have been studied. The temperature dependence of transparency and change in transparency was found. The effect of temperature on the relaxation of the system has been studied.

Key words: magnetic emulsion, magnetic fluid, magneto optic, light transmission

Магнитные эмульсии с низким межфазным натяжением представляют собой эмульсии магнитной жидкости (МЖ) в немагнитной среде со схожими значениями плотности и поверхностного натяжения. Главной отличительной особенностью этих систем являются высокая чувствительность к магнитному полю (магнитооптические эффекты могут наблюдаться в полях напряженностью от 400-500 А/м), которая выражается в легкой деформации капли вдоль линий напряженности. Деформированные капли создают в магнитной эмульсии анизотропию, которая выражается в том числе и в оптических эффектах. Самые известные из таких эффектов – двойное лучепреломление, дихроизм,

анизотропное рассеяние света и изменение светопропускания под действием поля. Так как в магнитной эмульсии микрокапли существенно крупнее длины волны света, то для таких систем наиболее выраженными являются два последних эффекта. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований влияния температуры на магнитооптический эффект изменения прозрачности в магнитной эмульсии, синтезированной на основе авиационного масла гидросистем (АМГ-10), при воздействии импульсного магнитного поля.

В установке для исследований использовался гелий-неоновый лазер ГН-2П с длиной волны излучения 633 нм, свет которого пропускался через прямоугольную стеклянную ячейку из кварцевого стекла с размерами 20x30x1 мм с магнитной эмульсией, находящуюся в области однородного магнитного поля катушек Гельмгольца. Катушки подключались к источнику питания АКТАКОМ АТН-2335 с дистанционным управлением при помощи компьютера. Поле было ориентировано вдоль луча света. Для регистрации оптического сигнала использовался фотоэлектронный умножитель ФЭУ-27 и также цифровой осциллограф AURIS B-423, подключенный к компьютеру. Регистрация оптического сигнала происходила в автоматическом режиме и синхронизировалась с импульсами тока в катушках. В зависимости от условий эксперимента, интенсивность света лазера, при необходимости, уменьшалась с помощью нейтральных фильтров НС-8. Изменение температуры образца проводилось при помощи прикрепленного к ячейке алюминиевого полого радиатора, через который прокачивалась вода заданной температуры через рециркуляционный термостатический контур, температуру в котором можно менять с погрешностью в 1°C.

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

Для исследований влияния температуры на индуцированное изменение светопропускания кювета с образцом охлаждалась до 5°C, после чего температура медленно увеличивалась до 60°C. Анализ полученных зависимостей (рис. 2) показывает, что с ростом температуры меняется как фоновая прозрачность образца, так и амплитуда наблюдаемого эффекта.

Амплитуда эффекта изменения прозрачности под действием магнитного поля также зависит от температуры, однако имеет более сложный вид.

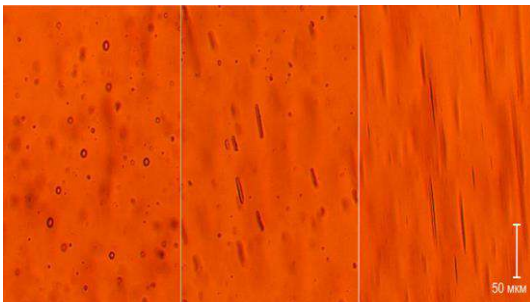


Рис. 1. Эмульсия МЖ в масле АМГ-10 (А) без поля и (В) в перпендикулярно направленном магнитном поле

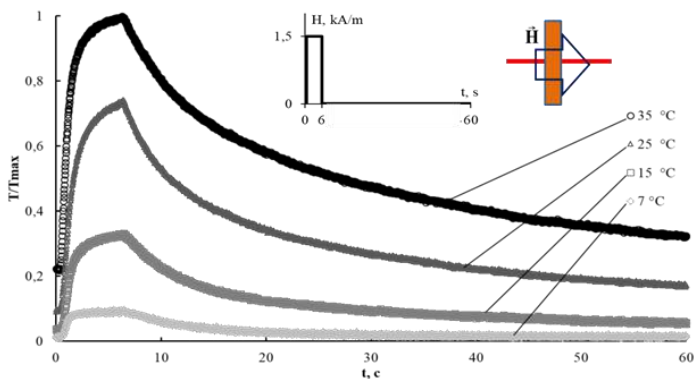


Рис. 2. Зависимость оптического эффекта в импульсном поле при различных значениях температуры

Прозрачность образца зависит от температуры монотонно, и не имеет максимумов и минимумов, что можно видеть из графика на рис. 3.

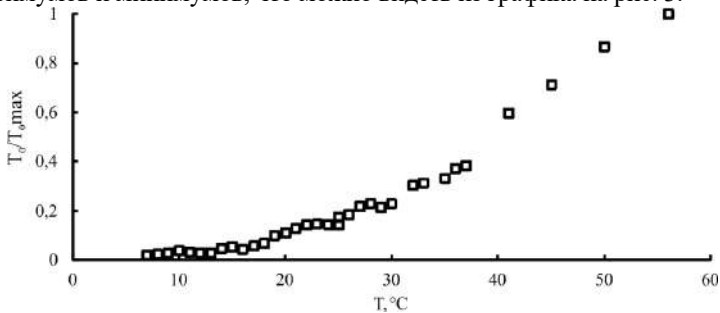


Рис. 3. Зависимость прозрачности образца без воздействия поля при различных значениях температуры

Зависимость амплитуды от температуры имеет максимум при 37°C и для удобства представления график нормирован на это значение. Зависимость эффекта в диапазоне до 30°C практически линейная. С 30 до 37–40°C величина эффекта становится менее выраженной, но продолжает увеличиваться. При нагреве выше 40°C амплитуда эффекта начинает уменьшаться с ростом температуры.

При этом обнаружена температурная зависимость времени релаксации эффекта после выключения поля. На рис. 5. Представлено изменение времени релаксации оптического эффекта с температурой. Из графика виден монотонный рост времени релаксации вплоть до температур 40–50°C, а затем снижение.

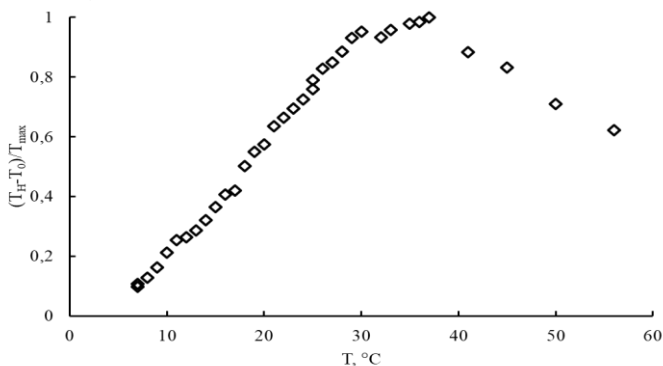


Рис. 4 Температурная зависимость амплитуды изменения прозрачности

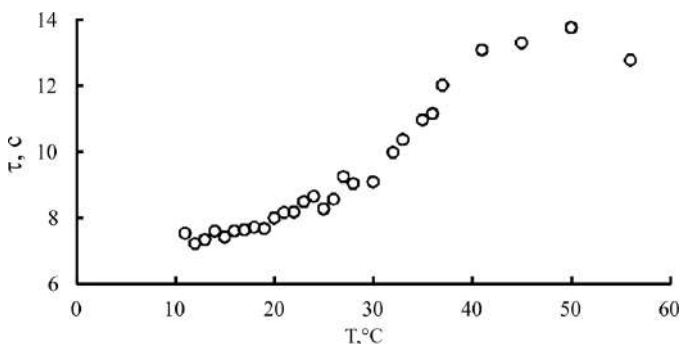


Рис. 5. Температурная зависимость времени релаксации оптического эффекта

Обнаруженные температурные зависимости позволяют оценить влияние различных факторов на магнитооптический эффект в магнитной эмульсии. Известно [1], что деформация капель магнитной эмульсии определяется из условия минимизации свободной энергии микрокапли,

состоящей из магнитостатической энергии и энергии поверхностного натяжения. Эти слагаемые включают два параметра, зависящие от температуры – магнитную восприимчивость магнитной жидкости и межфазное натяжение на границе микрокапля – дисперсионная среда. Магнитная восприимчивость уменьшается с температурой, поэтому вклад магнитных сил в деформацию микрокапли тоже должен падать при нагревании эмульсии. Вместе с тем, эксперименты (рис. 2 и рис. 4) показывают, что эффект, связанный с анизотропией оптических свойств, значительно усиливается при повышении температуры. Это можно объяснить тем, что межфазное натяжение в системе также уменьшается с ростом температуры, притом более значительно, чем магнитная восприимчивость. При этом вклад энергии межфазного натяжения в полную энергию микрокапли уменьшается сильнее, чем вклад магнитостатической энергии, и микрокапля существенно удлиняется в поле неизменной напряженности при нагревании системы. Уменьшение межфазного натяжения микрокапельных агрегатов в магнитных жидкостях при нагревании подтверждается данными работы [2].

Релаксация формы микрокапли обычно основывается в рамках теории малых деформаций, сформулированной Гейлором и разитой Маффеттоне и Минале [3]. Согласно этой модели, релаксация формы жидкой капли в вязкой среде описывается с характерным временем.

$$\tau = \frac{\eta_m r_0^3}{\gamma f}, \quad f = \frac{40(\tilde{\eta} + 1)}{(2\tilde{\eta} + 3)(19\tilde{\eta} + 16)}, \quad \tilde{\eta} = \frac{\eta_d}{\eta_m}$$

Из формулы следует, что время релаксации формы обратно пропорционально межфазному натяжению γ и прямо пропорционально вязкости среды, окружающей каплю η_m . Вязкость масла АМГ-10 уменьшается примерно в 2 раза с ростом температуры от 10°C до 50°C. При этом эксперимент показывает, что время релаксации растет примерно в 1,5 раза, из чего можно сделать вывод о существенном (не менее, чем в 3 раза в том же диапазоне температур) уменьшении межфазного натяжения на границе масло АМГ-10 – магнитная жидкость. Такой результат вполне согласуется с данными работ [2], в которой обнаружено изменение межфазного натяжения примерно в 2 раза в более узком, чем в нашем случае, диапазоне температур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блум, Э.Я. Магнитные жидкости / Э.Я. Блум, М. М. Майоров, А. О. Цеберс. – Рига: Зинатне, 1989. – 387 с.
2. Кушнарв, В.В. Моделирование топологических нестабильностей межфазных границ в магнитных коллоидах: дис... канд физ.-мат. наук: 05.13.18 / Виталий Викторович Кушнарв. – Ставрополь, 2004. – 156 с.
3. Maffettone, P.L. Deformation of a non-Newtonian ellipsoidal drop in a non-Newtonian matrix: Extension of Maffettone–Minale model / P. L. Maffettone, M. Minale // Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics – 1998. – Vol. 78. – P.151- 160.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ НАНОДИСПЕРСНОГО МАГНЕТИТА ПО ДАННЫМ ОПТИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Ерин К.В.¹, Шевченко Е.И., Вивчарь В.И.

ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет»,

г. Ставрополь, Российская Федерация

E-mail: exiton@inbox.ru

Аннотация. Проведены экспериментальные исследования спектральных зависимостей эффектов двойного лучепреломления и дихроизма в магнитных коллоидах магнетита. На основе экспериментальных данных рассчитаны спектры показателя преломления нанодисперсного магнетита. Показано, что спектры показателя преломления нанодисперсного и массивного магнетита существенно отличаются.

Ключевые слова: магнитные коллоиды, двойное лучепреломление, дихроизм, показатель преломления магнетита

DETERMINATION OF THE REFRACTIVE INDEX OF NANODISPERSED MAGNETITE FROM THE DATA OF OPTICAL EXPERIMENTS

Yerin C.V.¹, Shevchenko E.I., Vivchar V.I.

North Caucasus Federal University,

Stavropol, Russian Federation

E-mail: exiton@inbox.ru

Annotation. Experimental investigations of the spectral dependences of the effects of birefringence and dichroism in magnetic colloids of magnetite have been carried out. Based on the experimental data, the spectra of the refractive index of nanodispersed magnetite are calculated. It is shown that the spectra of the refractive index of nanodispersed magnetite differ significantly from the spectra of bulk magnetite.

Key words: magnetic colloids, birefringence, dichroism, refractive index of magnetite

Для прогнозирования работоспособности оптических устройств на базе магнитных жидкостей чрезвычайно важной является информация об оптических константах наночастиц. Хотя оптические характеристики магнитных жидкостей изучались в течение нескольких десятилетий, сообщений об оптических параметрах магнитных жидкостей и, особенно, магнитных наночастиц сравнительно немного [1,2]. Ранее в [3] нами были проведены измерения спектров действительной и мнимой

частей комплексного показателя преломления для магнитных жидкостей типа магнетит в керосине различных концентраций. Было проведено сопоставление экспериментальных данных с расчетами по моделям эффективной среды Максвелл-Гарнета и Бругемана.

Для расчетов оптических эффектов в коллоидных растворах обычно используют показатель преломления массивного материала частиц. В литературе известно, по меньшей мере, 6 работ [2, 4–8], в которых определены спектры комплексного показателя преломления магнетита в видимой области. Однако численные значения в этих работах существенно отличаются.

В настоящей работе мы представляем результаты определения спектральной зависимости комплексного показателя преломления наноразмерного магнетита на основе данных о спектрах магнитооптических эффектов (двойного лучепреломления и дихроизма) в коллоидном растворе.

Для измерения оптических эффектов в магнитных жидкостях использовалась установка на базе спектрального эллисометрического комплекса «Эллипс-1891». Установка позволяла измерять прозрачность и эллисометрические параметры прошедшего света в диапазоне длин волн 350–1050 нм. Были проведены измерения двух образцов магнитной жидкости типа магнетит в керосине с объемными концентрациями твердой фазы около 0,01%. Образцы для исследований были получены путем разбавления двух исходных магнитных жидкостей с концентрацией около 10%. Образцы отличались средним размером частиц дисперсной фазы (образец «О» – 8 нм и образец «В» – 5,5 нм соответственно). На рис. 1 представлены распределения частиц по размерам в образцах, полученные методом динамического рассеяния света.

Для создания магнитного поля использовался электромагнит, установленный на столике для образца в эллисометре. В ходе исследований измерялись эллисометрические параметры Ψ и Δ , определяющие состояние эллипса поляризации прошедшего света. Определение параметров двойного лучепреломления $n_{\parallel} - n_{\perp}$ и дихроизма $k_{\parallel} - k_{\perp}$ осуществлялось по измеренным эллисометрическим углам Ψ и Δ (для заданной длины волны λ и толщине кюветы с образцом l):

$$\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp} = \frac{\lambda}{2\pi l} \Delta, \quad \Delta k = k_{\parallel} - k_{\perp} = -\frac{\lambda}{2\pi l} \ln(\tan \Psi). \quad (1)$$

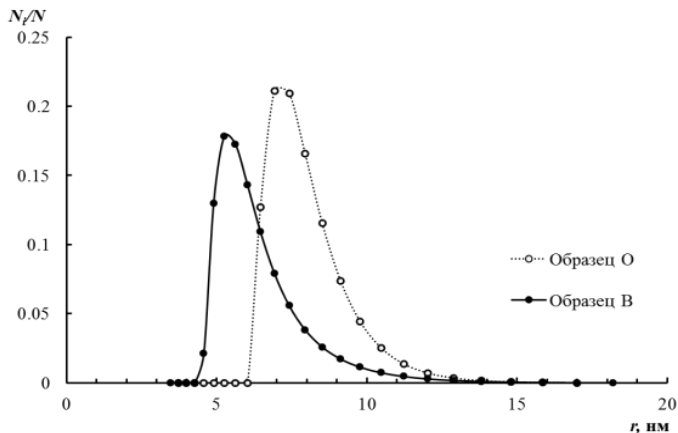


Рис. 1. Распределение частиц по размерам в двух образцах магнитной жидкости

На рис. 2 и рис. 3 показаны зависимости параметров двойного лучепреломления $n_{\parallel} - n_{\perp}$ и дихроизма $k_{\parallel} - k_{\perp}$ как функции длины волны света при различных напряженностях полей для образцов с различным размером частиц. Характерными особенностями спектров являются наличие максимума эффекта двойного лучепреломления на длине волны 490-500 нм и минимума дихроизма для длины волны 740-750 нм, которые становятся более выраженными при повышении напряженности магнитного поля. При этом величина эффектов ДЛП и дихроизма в образце с более крупными частицами (образец «О») примерно в два раза выше, чем в другом образце (образец «В»).

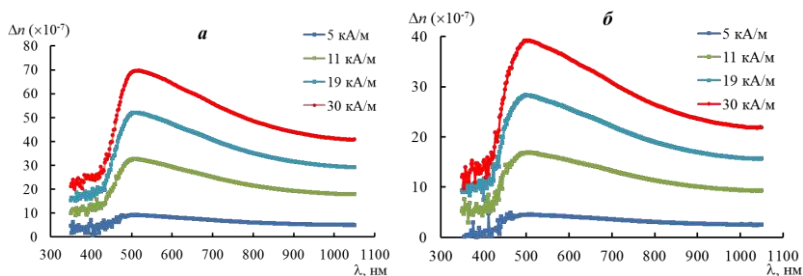


Рис. 2. Спектры эффекта ДЛП в образцах «О» (а) и «В» (б)

Наиболее простой моделью, описывающей оптическую анизотропию в магнитных коллоидах, является так называемая ориентационная одночастичная модель [9]. Согласно этой модели при воздействии

магнитного поля происходит ориентационное упорядочение длинных осей несферических магнитных наночастиц частиц вдоль направления поля [10]. При этом в системе возникает одноосная оптическая анизотропия, которая может быть описана диагональным тензором показателя преломления, в котором компоненты будут принимать два различных значения $\tilde{n}_{\parallel} \neq \tilde{n}_{\perp}$. Это приводит к появлению у коллоида двойного лучепреломления и изменению экстинкции света.

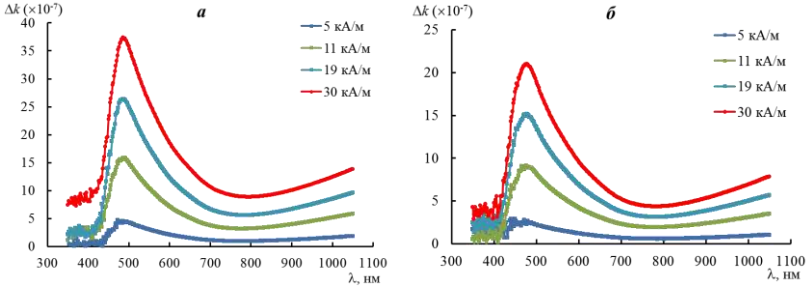


Рис. 3. Спектры эффекта дихроизма в образцах «О» (а) и «В» (б)

В [10] предложена формула, описывающая двойное лучепреломление в коллоиде однодоменных суперпарамагнитных частиц:

$$\Delta n = C_V B \Phi(\sigma, \xi). \quad (2)$$

Здесь C_V – объемная концентрация частиц, $\Phi(\sigma, \xi)$ – ориентационная функция, B – параметр, определяемый формой и оптическими характеристиками частиц. Ориентационная функция для магнитных частиц с магнитным моментом m и с произвольным значением магнитной анизотропии σ дается выражением [10]:

$$\Phi(\sigma, \xi) = \left[1 - \frac{3L(\xi)}{\xi} \right] \left(\frac{d}{d\sigma} \ln R(\sigma) - \frac{1}{3} \right), \quad (3)$$

где $\xi = \mu_0 m H / kT$, $\sigma = KV / kT$ – отношения энергии частицы в магнитном поле и энергии магнитной анизотропии к тепловой энергии.

Второй множитель в (3) определяет поправку в ориентационной функции для суперпарамагнитных $\sigma \ll 1$ и магнито жестких $\sigma \gg 1$ однодоменных частиц. Единственным параметром в (2), зависящим от отношения показателей преломления материала наночастицы и жидкой дисперсионной среды ($m = n_m / n_0$), является B :

$$B = \frac{1}{2} n_0 (N_{\perp} - N_{\parallel}) \operatorname{Re} \left(\frac{Q^2}{(1 + QN_{\perp})(1 + QN_{\parallel})} \right), \quad Q = m^2 - 1. \quad (4)$$

Коэффициенты N_{\parallel} и N_{\perp} в уравнении (4) – компоненты тензора де-

поляризации вдоль и поперек главной оси частицы соответственно. Обобщая выражения (2) и (4) на случай дихроизма системы, получим:

$$\Delta k = C_V D \Phi(\sigma, \xi), \quad D = \frac{1}{2} n_0 (N_{\perp} - N_{\parallel}) \operatorname{Im} \left(\frac{Q^2}{(1 + Q N_{\perp})(1 + Q N_{\parallel})} \right). \quad (5)$$

Таким образом, измерение зависимости двойного лучепреломления и дихроизма коллоидного раствора магнитных частиц от длины волны света и сопоставление результатов с расчетами по формулам (2-7) дают возможность определить спектр показателя преломления материала частиц. Кроме того, измерение спектральной зависимости показателя преломления наноразмерного магнетита на основе данных двойного лучепреломления и дихроизма позволяет избежать экстраполяций и получить значение $\tilde{n}_m(\lambda) = n_m(\lambda) - i \cdot k_m(\lambda)$, непосредственно соответствующее наночастицам магнетита. Вычисление показателя преломления наночастиц магнетита для различных длин волн λ_i производилось путем численного решения уравнений:

$$\operatorname{Re} \left(\frac{Q(\lambda_i)^2}{(1 + Q(\lambda_i) N_{\perp})(1 + Q(\lambda_i) N_{\parallel})} \right) = \frac{2 \Delta n(\lambda_i)}{C_V n_0(\lambda_i) (N_{\perp} - N_{\parallel}) \Phi(\sigma, \xi)}, \quad (6)$$

$$\operatorname{Im} \left(\frac{Q(\lambda_i)^2}{(1 + Q(\lambda_i) N_{\perp})(1 + Q(\lambda_i) N_{\parallel})} \right) = \frac{2 \Delta k(\lambda_i)}{C_V n_0(\lambda_i) (N_{\perp} - N_{\parallel}) \Phi(\sigma, \xi)}, \quad (7)$$

где $\Delta n(\lambda_i)$ и $\Delta k(\lambda_i)$ экспериментальные значения параметров двойного лучепреломления и дихроизма, измеренные для длины волны λ_i . Спектральная зависимость показателя преломления керосина n_0 измерялась эллипсометрическим методом в отраженном свете. Путем решения (6) и (7) вычислялись действительная и мнимая части параметра $Q(\lambda_i)$, а затем с использованием выражения (4) рассчитывались соответствующие $n_m(\lambda_i)$ и $k_m(\lambda_i)$. Результаты расчетов представлены на рис. 4. Спектральная зависимость показателя преломления магнетита, рассчитанная по данным оптической анизотропии существенно отличается от известных в литературе данных для показателя преломления массивного магнетита.

Эксперименты показывают, что оптические параметры наноразмерных наночастиц магнетита существенно отличаются от значений макроскопических кристаллических образцов.

Определение комплексного показателя преломления наночастиц по данным эффектов двойного лучепреломления и дихроизма в коллоидных растворах обладает существенными преимуществами перед другими методами, такими как эллипсометрия и измерение спектров пропускания.

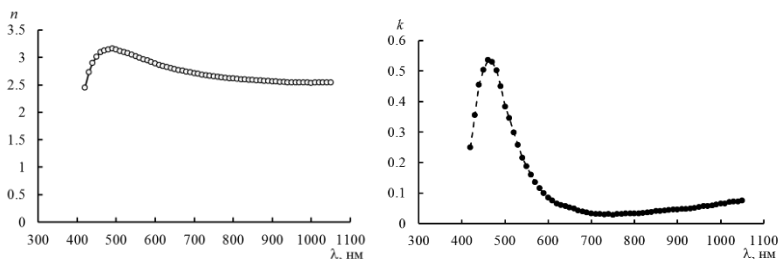


Рис. 4. Спектры действительной и мнимой частей показателя преломления нанодисперсного магнетита, рассчитанные на основе данных ДПП и дихроизма

Работа выполнена при поддержке государственного задания Минобрнауки России на выполнение научно-исследовательских работ (проект № 0795-2020-0007) с использованием оборудования Центра коллективного пользования Северо-Кавказского федерального университета при финансовой поддержке Минобрнауки России, уникальный идентификатор проекта RF-2296.61321X0029 (соглашение № 075-15-2021-687).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pu S., Chen X., Di Z. and Xia Y. Relaxation property of the magnetic-fluid-based fiber-optic evanescent field modulator // J. Appl. Phys. 2007. V. 101, 053532.
2. Xiaopeng Fang, Yimin Xuan, Qiang Li. Measurement of the extinction coefficients of magnetic fluids // Nanoscale Res. Lett. 2011. V. 6. P.237-241.
3. Yerina C.V., Lykhmanova V.I., Yerina M.V. Spectral dependences of the complex refractive index of concentrated magnetic fluids // Magnetohydrodynamics. 2018. V. 54, No. 1-2. P. 155-159.
4. Querry M.R. Optical Constants, Aberdeen, 1985. 418 p.
5. Schlegel A., Alvarado S.F., and Wachter P. Optical properties of magnetite (Fe_3O_4) // J. Phys. C: Solid State Physics. 1979. V. 12, P. 1157-1164.
6. Buchenau U. and Muller I. Optical properties of magnetite // Solid State Communications. 1972. Vol. 11. P. 1291-1293.
7. Zhang X.L., Wu G.J., Zhang C.L., Xu T. L. and Zhou Q.Q. What's the real role of iron-oxides in the optical properties of dust aerosols? // Atmospheric Chem. Phys. 2015. V.15. P. 12159–12177.
8. Dyakov S.A., Fradkin I.M., Gippius N.A., Klompmaker L. et al. Wide-band enhancement of the transverse magneto-optical Kerr effect in magnetite-based plasmonic crystals // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. 214411.
9. Скибин Ю.Н., Чеканов В.В., Райхер Ю.Л. Двойное лучепреломление в ферромагнитной жидкости // ЖЭТФ. 1977. Т. 72, вып. 3. С. 949-955.
10. Hasmonay E., Dubois E., Bacri J.-C., Perzynski R., Raikher Yu.L., Stepanov V.I. Static magneto-optical birefringence of size-sorted nanoparticles // EPJ B. 1998. V. 5. P. 859-867.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Зарифзода А.К.¹, Бозорова Ю.К.²

¹Таджикский национальный университет,

Таджикистан, 734025, г. Душанбе, пр. Рудаки, 17

²Таджикский государственный педагогический университет имени С. Айни,

Таджикистан, 734003, г. Душанбе, проспект Рудаки, 121

E-mail: afzal.z@mail.ru¹

Аннотация. С использованием аналитического выражения для коэффициента теплопроводности, полученного на основе метода статистической теории для модели двухкомпонентной магнитной жидкости исследована зависимость теплопроводности магнитных жидкостей от величины внешнего магнитного поля. Численные расчеты проведены на примере магнитных жидкостей на основе ундекана и додекана. Показано, что присутствие внешнего магнитного поля приводит к существенному увеличению теплопроводности магнитных жидкостей.

Ключевые слова: магнитная жидкость, коэффициент теплопроводности, магнитное поле

THE INFLUENCE OF THE MAGNETIC FIELD ON THE THERMAL CONDUCTIVITY OF MAGNETIC LIQUIDS

Zarifzoda A.K.¹, Bozorova Yu.K.²

¹Tajik National University, Tajikistan, 734025, Dushanbe, Rudaki Ave., 17

²Tajik State Pedagogical University. S. Aini,

Tajikistan, 734003, Dushanbe, Rudaki Ave., 121

E-mail: afzal.z@mail.ru¹

Annotation. Using an analytical expression for the thermal conductivity coefficient obtained on the basis of the method of statistical theory for a two-component magnetic fluid model, the dependence of the thermal conductivity of magnetic fluids from the external magnetic field is studied. Numerical calculations were carried out on the example of magnetic fluids based on the undecan and dodecan. It is shown that the presence of an external magnetic field lead to a significant increase in the thermal conductivity of magnetic fluids.

Key words: magnetic fluid, thermal conductivity coefficient, magnetic field

Жидкости являются важными техническими материалами, которые могут быть применены в технических системах. Чаще всего из-за большой теплопроводности их используют в качестве теплоносителей для передачи тепловой энергии. Многие исследования, проведенные в

этой области, показали, что диспергирование небольшого количества наночастиц в жидкостях может на порядок увеличивать их теплопроводность [1, 2]. Особое место среди нанодисперсных систем занимает магнитная жидкость, которая представляет собой устойчивую систему, состоящую из магнитных наночастиц, диспергированных в жидкостеносителя и стабилизированных соответствующим поверхностно-активным слоем. В отличие от многих других наносuspензий немагнитного характера, магнитные жидкости выделяются тем свойством, что под действием внешнего магнитного поля можно изменять их теплопроводность. Это позволяет в магнитных жидкостях настраивать процессы теплопередачи внешним магнитным полем.

В связи с этим исследование процессов теплопроводности в магнитных жидкостях под действием внешнего магнитного поля является актуальной задачей.

Целью настоящего сообщения является теоретическое исследование зависимости коэффициента теплопроводности от напряженности внешнего магнитного поля в различных магнитных жидкостях.

Будем исходить из молекулярного выражения для компонентов вектора потока тепла $S_i^\alpha(\mathbf{q}_1, t)$ двухкомпонентной магнитной жидкости, полученного в [3] на основе кинетических уравнений для одночастичной $f_{1i}(\mathbf{q}_1, \mathbf{p}_1, t)$ и двухчастичной $f_{2i}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, t)$ функций распределения:

$$S_i^\alpha(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t) = S_{ki}^\alpha(\mathbf{q}_1, t) + \frac{\sigma_i^3}{4} \int \left(\Phi_i(r) \delta^{\alpha\beta} - \frac{d\Phi_i(r)}{dr} \frac{r^\alpha r^\beta}{r} \right) J_{2i}^\beta(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t) d\mathbf{r}, \quad (1)$$

где $S_{ki}^\alpha(\mathbf{q}_1, t) = \frac{1}{2} \int \frac{\tilde{p}_{1i}^2 p_{1i}^\alpha}{m_i^2} f_{1i}(\mathbf{q}_1, \mathbf{p}_1, t) dp_1$ – кинетическая часть вектора

потока тепла i -й подсистемы, $J_{2i}^\beta(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t) = \int \frac{\tilde{p}_{1i}^\alpha}{m_i} f_{2i}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, t) d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2$ –

неравновесный бинарный поток частиц, p_{1i}^α , $\tilde{p}_{1i}^\alpha = p_{1i}^\alpha - m_i v_i^\alpha$ – компоненты импульса и относительного импульса частиц подсистем магнитной жидкости, σ_i и Φ_i – диаметр и потенциальная энергия взаимодействия частиц подсистем, соответственно.

Для определения компонентов вектора потока тепла необходимо иметь уравнения для $S_{ki}^\alpha(\mathbf{q}_1, t)$ и $J_{2i}^\beta(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t)$, которые получаются из уравнений для одночастичной $f_{1i}(\mathbf{q}_1, \mathbf{p}_1, t)$ и двухчастичной $f_{2i}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, t)$ функций распределения и имеют следующий вид:

$$\frac{\partial S_{ki}^\alpha}{\partial t} + \frac{5}{2} \frac{k}{m_i} P_{ki}(0) \frac{\partial T}{\partial q_i^\alpha} + \frac{5}{2} \frac{kT_0}{m_i} \frac{\partial P_{ki}}{\partial q_i^\alpha} + \frac{5}{2} \frac{kT_0}{m_i} \frac{\partial K_i^{\alpha\beta}}{\partial q_i^\beta} = -\frac{3\beta_i}{m_i} S_{ki}^\alpha + \frac{5\beta_i}{m_i^2} J_{li}^\alpha, \quad (2)$$

$$\frac{\partial J_{2i}^\beta(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t)}{\partial t} + \omega_{li} J_{2i}^\beta(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t) + \omega_{0i} \hat{L}_i J_{2i}^\beta(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t) = Q_i^\alpha(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t),$$

где $\hat{L}_i = -\frac{\partial}{\partial r^\alpha} \left[\frac{\partial}{\partial r^\alpha} - \frac{\partial}{\partial r^\alpha} \ln g_i(r) \right]$ – оператор Смолуховского в конфигурационном пространстве, $\omega_{li} = \frac{1}{\tau_{li}} = \frac{3\beta_i}{m_i}$, $\omega_{0i} = \frac{2kT}{\beta_i \sigma_i^2}$,

$$Q_i^\alpha(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t) = \frac{\omega_{li} n_i^2 k T_0 g_i(r)}{\beta_i} \frac{r^\alpha r^\beta}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial \ln g_i(r)}{\partial T} \right)_p \frac{\partial T}{\partial q_i^\beta} - \frac{\omega_{li} n_i^2 k T_0 g_i(r)}{\beta_i} \left(\frac{\partial \ln g_i(r)}{\partial T} \right)_p \frac{\partial T}{\partial q_i^\alpha} - \frac{\omega_{li} n_i^2}{\beta_i} \mu_0 m^\beta \frac{\partial H^\alpha}{\partial q_i^\beta} \frac{\partial g_i(r)}{\partial r},$$

n_i , m_i , β_i , g_i – значения числовой плотности, массы, коэффициента трения и радиальной функции распределения соответствующей подсистемы, T_0 , $T(\mathbf{q}_1, t)$ – равновесная и неравновесная температуры, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, m^β – компоненты магнитного момента магнитных частиц.

Поставляя решения (2) в (1), и совершая в нем фурье-преобразование по времени, для динамического коэффициента теплопроводности магнитной жидкости получим [4]:

$$\lambda(\omega) = \sum_{i=f,s} \left[\frac{5}{2} \frac{\rho_i k^2}{m_i^2} \frac{T_0 \tau_{li}}{1 + (\omega \tau_{li})^2} + \frac{n_i^2 \sigma_i^3}{12\pi} \left(\int_0^\infty \Phi_{1f}(r) dr \int_0^\infty \Theta_{1f}(r, r_1, \omega) A_{1f}(r_1) dr_1 + \int_0^\infty \Phi_{2f}(r) dr \int_0^\infty \Theta_{1f}(r, r_1, \omega) A_{2f}(r_1) r_1 dr_1 \right) \right] + \frac{n_f^2 \sigma_f^3 \mu_0 m H}{36\pi \beta_f} \times \int_0^\infty \Phi_{1f}(r) dr \int_0^\infty \Theta_{1f}(r, r_1, \omega) \left(\frac{\partial g_f(r_1)}{\partial T} \right)_p dr_1, \quad (3)$$

где $\Phi_{1f}(r) = 3 \left(\Phi_f(r) - \frac{1}{3} r \frac{d\Phi_f(r)}{dr} \right)$, $\Phi_{2f}(r) = \Phi_f(r) - r \frac{d\Phi_f(r)}{dr}$,

$$A_{1f}(r_1) = \frac{kT_0}{\beta_i} \left(\frac{\partial g_f(r_1)}{\partial T} \right)_p, \quad A_{2f}(r_1) = -\frac{2kT_0}{\beta_i} g_f(r_1) \frac{\partial}{\partial r_1} \left(\frac{\partial \ln g_f(r_1)}{\partial T} \right)_p,$$

$$\Theta_{1f}(r, r_1, \omega) = \frac{(\omega \tau_{0i})^{-1/2}}{4\pi r r_1} \left[e^{-\varphi_1} (\sin \varphi_1 - \cos \varphi_1) - e^{-\varphi_2} (\sin \varphi_2 - \cos \varphi_2) \right],$$

$$\varphi_{(12)i} = (\omega \tau_{0i})^{1/2} (r \mp r_1).$$

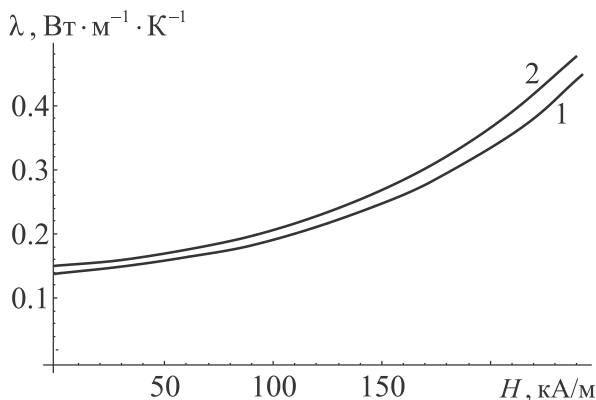
В выражении (3) потенциальную энергию взаимодействия для молекулярной подсистемы выбираем в виде потенциала Штокмайера:

$$\Phi_s(r) = 4\epsilon_s (r^{-12} - r^{-6}) + \frac{p^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0\sigma_s^3} \left[\frac{(\mathbf{e}_a \mathbf{e}_b)}{r_{ab}^3} - \frac{3(\mathbf{e}_a \mathbf{r}_{ab})(\mathbf{e}_b \mathbf{r}_{ab})}{r_{ab}^5} \right].$$

Аналогичным образом, для магнитной подсистемы потенциальную энергию выбираем в виде суммы, потенциальных энергий Леннарда-Джонса, магнитного диполь-дипольного взаимодействия и потенциальной энергии взаимодействия магнитных моментов с внешним магнитным полем:

$$\Phi_f(\mathbf{r}, \mathbf{H}) = 4\epsilon_f (r^{-12} - r^{-6}) + \frac{\mu_0 m^2}{4\pi\sigma_f^3} \left[\frac{(\mathbf{e}_a \mathbf{e}_b)}{r_{ab}^3} - \frac{3(\mathbf{e}_a \mathbf{r}_{ab})(\mathbf{e}_b \mathbf{r}_{ab})}{r_{ab}^5} \right] - \mu_0(\mathbf{mH}).$$

Таким образом, с учетом выбранных потенциальных энергий взаимодействия на основе (3) проведен численный расчет зависимости коэффициента теплопроводности от величины напряженности внешнего магнитного поля в магнитных жидкостях на основе ундекана и додекана, результаты которых продемонстрированы на рисунке.



Зависимости коэффициента теплопроводности от напряженности магнитного поля для магнитных жидкостей на основе ундекана (1) и додекана (2) $\phi = 0.08$ и $T = 293$ К

Согласно результатам расчета под действием внешнего магнитного поля для обеих магнитных жидкостей наблюдается одинаковое нелинейное увеличение коэффициента теплопроводности, что находится в качественном согласии с литературными данными [5, 6]. Видимо, присутствие внешнего магнитного поля приводит к переориентации магнитных моментов и их встраиванию по направлению поля, тем самым

увеличивая теплопроводность магнитной жидкости. Когда действие внешнего магнитного поля прекращается, магнитные моменты в результате их теплового движения снова становятся разориентированными, и, как следствие, уменьшается теплопроводность магнитной жидкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Assael M. J., Chen C.-F., Metaxa I., Wakeham W. A. Thermal Conductivity of Suspensions of Carbon Nanotubes in Water // *International Journal of Thermophysics*. 2004. V. 25. P. 971–985.
2. Eastman J. A., Choi S. U. S. Anomalous increased effective thermal conductivities of ethylene glycol-based nanofluids containing copper nanoparticles // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V. 78. № 6. P. 718–720.
3. Комилов К., Зарипов А. К., Убайди А. Частотная дисперсия коэффициента сдвиговой вязкости и магнитовязкий эффект в магнитных жидкостях // *Журнал физической химии*. 2020. Т. 94. № 8. С. 1279–1284.
4. Зарифзода А. К., Бозорова Ю. К. О статистической теории теплопроводности двухкомпонентной магнитной жидкости // *Материалы VII Всероссийской научно-практической конференции с международным участием «Современные проблемы физико-математических наук»*, г. Орел, 2021. С. 272–278.
5. Martin C. N., Malaescu I. Experimental and theoretical investigations on thermal conductivity of a ferrofluid under the influence of magnetic field // *The European Physical Journal E*. 2020, V, 43. № 9. P. 61(1–9).

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ТЕКСТУРИРОВАННОГО ФЕРРОКОМПОЗИТА, СОДЕРЖАЩЕГО ОБЕЗДВИЖЕННЫЕ СУПЕРПАРАМАГНИТНЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ

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. Затвердевание суспензии феррочастиц в присутствии постоянного магнитного поля позволяет получить феррокомпозит, характеризующийся наличием некоторой ориентационной текстуры в направлениях легких осей намагничивания наночастиц. Используя методы статистической механики, нами рассчитаны намагниченность и начальная магнитная восприимчивость текстурированного феррокомпозита для различных температур и напряженностей магнитного поля. Текстурирование легких осей приводит к существенному росту магнитных свойств, эффект усиливается с ростом магнитокристаллической анизотропии наночастиц. Теоретические предсказания подтверждаются компьютерным моделированием.

Ключевые слова: магнитные свойства, суперпарамагнитные наночастицы, текстурирование, феррокомпозит

MATHEMATICAL MODELLING OF MAGNETIC PROPERTIES OF TEXTURED FERROCOMPOSITE CONSISTING OF IMMOBILIZED SUPERPARAMAGNETIC NANOPARTICLES

Solovyova A.Yu., Elfimova E.A., Ivanov A.O.¹

Federal State Autonomous Educational Institution of Higher Education
«Ural Federal University
named after the first President of Russia B.N. Yeltsin»,
Russian Federation, 620002, Ekaterinburg, Mira Str., 19,
E-mail: Alexey.Ivanov@urfu.ru¹

Annotation. Solidification of a ferroparticle suspension under the action of permanent magnetic field allows us to obtain a ferrocomposite, characterized by some orientational texture of the nanoparticle easy magnetization axes. With the help of statistical mechanics, we calculate the magnetization and the initial magnetic susceptibility of the textured ferrocomposite for various temperatures and magnetic field strengths. The easy axis texturing leads to a significant increase of the magnetic properties, and the effect intensifies with the growth of nanoparticle magnetocrystalline anisotropy. Theoretical predictions are supported by Monte Carlo simulations.

Key words: magnetic properties, superparamagnetic nanoparticles, texturing, ferrocomposite



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.

В настоящей работе прослеживается зависимость магнитных характеристик феррокомпозита, полученного из феррожидкости путем быстрого затвердевания (или полимеризации) жидкой матрицы в присутствии постоянного однородного магнитного поля, называемого полем полимеризации. В этих условиях феррочастицы теряют подвижность, и в феррокомпозите сохраняется ориентационное распределение легких осей намагничивания частиц, вызванное магнитным полем полимеризации. Поэтому, в отличие от исходной феррожидкости, феррокомпозит является текстурированным, т.е. обладает анизотропией в направлениях легких осей, что сказывается на магнитном отклике. Рассчитаны намагниченность и начальная магнитная восприимчивость феррокомпозита [1] как функции напряженности поля полимеризации и температуры полимеризации, а также как функции напряженности магнитного поля и температуры, устанавливаемых в процессе магнитных измерений.

Модель строится следующим образом. Рассматривается монодисперсная феррожидкость с числовой концентрацией феррочастиц ρ ,

межчастичное взаимодействие между которыми считается пренебрежимо слабым. Феррочастица моделируется сферой, внутри которой находится однородно намагниченное суперпарамагнитное ядро; безразмерная энергия анизотропии определяется параметром $\sigma = K v_m / k_B T$, где K есть константа магнитной анизотропии материала частиц, v_m есть объем однородно намагниченного ядра частицы, и $k_B T$ есть тепловая энергия. Образец феррожидкости имеет форму длинного цилиндра, вдоль оси которого приложено однородное постоянное магнитное поле, напряженность H которого задается безразмерным параметром Ланжевена $\alpha = \mu_0 m H / k_B T$, где μ_0 есть проницаемость вакуума, и m есть магнитный момент феррочастицы. Начальная статическая магнитная восприимчивость феррожидкости совпадает с значением восприимчивости Ланжевена $\chi_L = \mu_0 \rho m^2 / 3 k_B T$.

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 мы понимаем 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 [2], примеры экспериментального синтеза можно найти, например, в работах [3-5]. Замороженная ориентационная текстура феррочастиц характеризуется выстраиванием направлений легких осей намагничивания феррочастиц преимущественно вдоль приложенного поля, степень этого выстраивания определяется соответствующими параметрами $\sigma_p = K v_m / k_B T_p$ и $\alpha_p = \mu_0 m H_p / k_B T_p$. 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 ($\vec{H} \parallel \vec{H}_p$) получено [1] следующее выражение для начальной статической магнитной восприимчивости:

$$\chi_{\parallel} = \chi_L \{1 + [A_{\parallel}(\sigma) - 1] Q_2(\alpha_p, \sigma_p)\},$$

$$A_{\parallel}(\sigma) = \frac{3}{2\sigma} \left[\frac{\exp(\sigma)}{R(\sigma)} - 1 \right], \quad R(\sigma) = \int_0^1 \exp(\sigma t^2) dt,$$

$$Q_2(\alpha_p, \sigma_p) = \frac{A_1(\sigma_p) - 1}{2} \left\{ 1 - \frac{3}{\alpha_p} \left[\coth \alpha_p - \frac{1}{\alpha_p} \right] \right\}.$$

Здесь функция $Q_2(\alpha_p, \sigma_p)$ есть второй момент ориентационной плотности распределения магнитных моментов феррочастиц, обездвиженных

при температуре T_p в магнитном поле напряженности H_p . Эта величина определяет степень коллинеарности осей легкого намагничивания феррочастиц при затвердевании матрицы.

Проверка теоретических предсказаний проводилась методом компьютерного моделирования Монте Карло для 512 суперпарамагнитных дипольных сфер с использованием периодических граничных условий [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 для уменьшения статистической погрешности. Анализ показал, что уже 10 конфигураций достаточно для получения результатов, слабо подверженных «шумовой» составляющей.

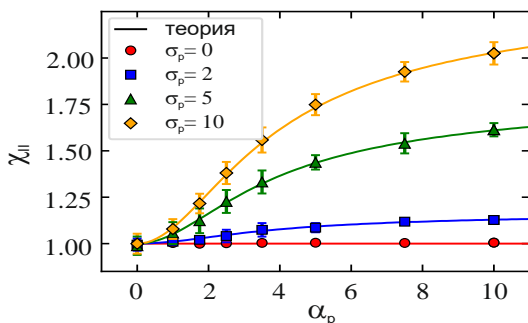


Рис. Продольная начальная магнитная восприимчивость $\chi_{||}$ текстурированного феррокомпозиата как функция безразмерного поля полимеризации α_p . Кривыми представлены результаты теоретических расчетов, символами показаны данные компьютерного моделирования для разных значений безразмерной энергии анизотропии $\sigma_p = 0$ (красные круги), 2 (синие квадраты), 5 (зеленые треугольники) и 10 (желтые ромбы). Параметры феррожидкости: $\chi_L = 1$, $\sigma = \sigma_p$

Для каждой конфигурации вновь проводилось компьютерное моделирование, но допускалось только суперпарамагнитное вращение магнитных моментов внутри феррочастиц. Начальная восприимчивость вычислялась стандартным образом на базе флуктуационной теории. На рисунке приведены результаты компьютерного моделирования (в равнении с приведенным выше теоретическим выражением) для продольной компоненты статической начальной магнитной восприимчивости для различных значений параметров α_p и σ_p . Физический эффект заключается в том, что затвердевание жидкой матрицы при более высоких значениях этих параметров сопровождается более ярко выражен-

ной ориентационной текстурой феррокомпозита, что приводит к росту продольной компоненты его начальной восприимчивости. В силу осевой симметрии образца феррокомпозита, очевидно, что поперечные компоненты начальной восприимчивости уменьшаются.

Из рисунка также видно, что эффект пропадает в случае предельно слабой магнитной анизотропии, поскольку в данной ситуации вращение магнитного момента внутри феррочастицы не вызывает вращения ее «тела», т.е. вращения легкой оси намагничивания. Соответственно для таких частиц ориентационная текстура не наводится.

Теоретические предсказания абсолютно согласуются с данными компьютерного моделирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проекта РНОМЦ «Уральский математический центр», соглашение № 075-02-2022-877.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Solovyova A.Yu., Elfimova E.A., Ivanov A.O. Magnetic properties of textured ferro-composite consisting of immobilized superparamagnetic nanoparticles // *Physical Review E*, 2021, Vol. 104, Art. num. 064616-01-10.
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. Klokkenburg M., Erne B.H., Mendeleev V., Ivanov A.O. Magnetization behavior of ferrofluids with cryogenically imaged dipolar chains // *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2008, Vol. 20, Num. 20, P. 204113-01-05.
4. Yoshida T., Matsugi Y., Tsujimura N., et al. Effect of alignment of easy axes on dynamic magnetization of immobilized magnetic nanoparticles // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2017, Vol. 427, P. 162-167.
5. Deuffhard M., Eberbeck D., Hietschold P., et al. Magnetically responsive composites: electron beam assisted magnetic nanoparticle arrest in gelatin hydrogel for bioactuation // *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2019, Vol. 21, Iss. 27, P. 14654-14662.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ДИМЕРА

Зубарев А. Ю., Чириков Д.Н.

Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б. Н. Ельцина,
Екатеринбург, Россия
E-mail: d.n.chirikov@urfu.ru

Аннотация. Теоретически изучено влияние кластеров, состоящих из двух однодоменных ферромагнитных наночастиц (димеров), на магнитостатические свойства феррогелей. Предложенная модель статической намагниченности неподвижного димера разработана с помощью метода перевала. Выведена простая приближенная формула для намагниченности димера и выполнено сопоставление со строгой формулой, следующей из распределения Больцмана по возможным состояниям димера. При больших параметрах межчастичного диполь-дипольного взаимодействия и внутренней магнитной анизотропии частиц приближенная формула приводит к хорошему согласию с точной формулой и может быть рекомендована для практических вычислений с целью избегания численного расчета интегралов высокой кратности.

Ключевые слова: феррогели, структуры, магнитные свойства

THEORETICAL STUDY OF THE MAGNETIC PROPERTIES OF THE DIMER

A. Yu. Zubarev, D. N. Chirikov

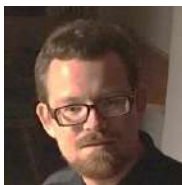
Ural Federal University named after the first President of Russia B. N. Yeltsin,
Yekaterinburg, Russia
E-mail: d.n.chirikov@urfu.ru

Annotation. Effect of clusters, consisting of two single-domain ferromagnetic nanoparticles (dimers) on magnetostatic properties of ferrogels is studied theoretically. The proposed model of the static magnetization of the motionless dimer is developed by using the mathematically regular saddle point method. A simple approximate formula for the dimer magnetization is derived and compared with the strict formula, following from the Boltzmann law of distribution over physically possible states of the dimer. For large parameters of the interparticle dipole-dipole interaction and the particles internal magnetic anisotropy, the approximate formula leads to good agreement with the exact formula and can be recommended for practical calculations to avoid numerical calculation of integrals of high multiplicity.

Key words: ferrogels, structures, magnetic properties



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



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

Магнитополимерные материалы (феррогели, магнитные эластомеры и т. д.) представляют собой композиты, состоящие из мелкодисперсных магнитных частиц, внедренных в полимерную матрицу. Эти материалы интересны, прежде всего, сочетанием высоких магнитных и упругих свойств. Магнитополимерные композиты могут быть синтезированы как без внешнего магнитного поля, так и под его действием. В первом случае отвержденные композиты макроскопически изотропны; во втором случае их упругие, магнитные и другие свойства могут быть сильно анизотропными.

Магнитное взаимодействие между внедренными частицами существенно влияет на намагниченность как в феррожидкостях, так и отвержденных магнитных полимерах [1-3]. В этих теоретических работах речь идет об однородном, «газообразном» пространственном распределении

магнитных частиц в несущей среде. Однако эксперименты и компьютерное моделирование показывают, что такое распределение может иметь место только в том случае, если энергия магнитного взаимодействия между частицами достаточно мала, не более двух-трех kT . Если эта энергия значительно превышает kT , в системе частиц возникают различные гетерогенные агрегаты (линейные цепочки, объемные «капли» и т.д.) [1, 4-6]. Теория статического намагничивания феррожидкостей с цепочечными агрегатами была предложена в работе. [7].

Если магнитный композит состоит из сильно взаимодействующих частиц, то они могут образовывать цепочечные и другие агрегаты, пространственное распределение и ориентация которых фиксируются при полимеризации несущей среды. Появление этих агрегатов может существенно повлиять на магнитные свойства композита. Принципиальное отличие влияния агрегатов на макроскопические свойства феррожидкостей и отвержденных магнитных полимеров состоит в том, что в феррожидкостях частицы и агрегаты подвижны; под действием приложенного магнитного поля они могут поворачиваться в направлении этого поля, тогда как в полимеризованных системах их положение и ориентация фиксированы. Другими словами, система «запоминает» свое состояние.

Строгие расчеты намагниченности кластеров невозможны, поскольку, это требует интегрирование по слишком многим переменным, которые характеризуют положения частиц, ориентации осей легкого намагничивания и магнитных моментов. Для феррожидкостей расчет намагниченности цепочки с произвольным числом частиц представляет собой довольно громоздкую задачу [7]. Для полимеризованных композитов некоторые результаты весьма общего физического характера можно получить, рассматривая простейший кластер, состоящий из двух частиц (димер). В данной работе представлены результаты приближенных и точных расчетов намагниченности димера, состоящего из двух однодоменных ферромагнитных наночастиц. Если энергия магнитного межчастичного взаимодействия значительно превышает kT и может спровоцировать кластеризацию частиц, полученные простые приближенные формулы приводят к хорошему согласию с точной формулой, следующей из «первых принципов» статистической физики.

Мы рассматриваем димер, состоящий из двух одинаковых неподвижных однодоменных ферромагнитных частиц, находящихся в непосредственном физическом контакте. Другими словами, мы пренебрегаем флуктуациями межчастичного зазора и предполагаем, что расстояние между центрами частиц равно диаметру частицы d_p . Этот димер изображен на рис. 1. Мы предполагаем, что частица имеет един-

ственную ось легкого намагничивания. Наконец, предполагаем, что система была отверждена без внешнего магнитного поля.

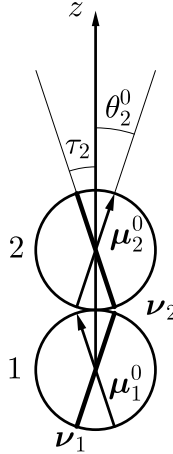


Рис. 1. Димер без магнитного поля

Равновесная функция распределения по ориентациям единичных векторов магнитных моментов частиц при отсутствии магнитного поля $\mu_{1,2}^0$ и единичных векторов осей легкого намагничивания $\nu_{1,2}$ должна подчиняться закону Больцмана. Поэтому равновесная функция распределения по векторам $\nu_{1,2}$ может быть представлена в виде:

$$f^0(\nu_1, \nu_2) = \frac{1}{Z^0} \int \exp(-u^0) d\mu_1^0 d\mu_2^0,$$

$$Z^0 = \int \exp(-u^0) d\mu_1^0 d\mu_2^0 d\nu_1 d\nu_2, \quad (1)$$

$$u^0 = -\sigma [(\mu_1^0 \cdot \nu_1)^2 + (\mu_2^0 \cdot \nu_2)^2] + u_{dd},$$

$$u_{dd} = \lambda [\sin \theta_1^0 \sin \theta_2^0 \cos(\varphi_1^0 - \varphi_2^0) - 2 \cos \theta_1^0 \cos \theta_2^0].$$

Здесь u_{dd} – безразмерная, по отношению к kT , энергия диполь-дипольного взаимодействия; λ – безразмерный параметр диполь-дипольного взаимодействия. Член, пропорциональный σ в u^0 , представляет собой безразмерную энергию магнитной анизотропии частиц.

Пусть теперь магнитное поле включено. Обозначим единичные векторы магнитных моментов частиц димера в магнитном поле как μ_1 и μ_2 без верхнего индекса 0. Средняя составляющая $\mu_n(\psi)$ вектора μ_1 в направлении вектора напряженности магнитного поля \mathbf{H} равна:

$$\begin{aligned}
 \mu_h(\psi) &= \frac{1}{Z} \int \frac{(\mathbf{h} \cdot \boldsymbol{\mu}_1)}{h} e^{-u} f^0 d\mu_1 d\mu_2 dv_1 dv_2, \\
 Z &= \int e^{-u} f^0 d\mu_1 d\mu_2 dv_1 dv_2, \\
 u &= -(\mathbf{h} \cdot \boldsymbol{\mu}_1) - (\mathbf{h} \cdot \boldsymbol{\mu}_2) - \sigma [(\boldsymbol{\mu}_1 \cdot \mathbf{v}_1)^2 + (\boldsymbol{\mu}_2 \cdot \mathbf{v}_2)^2] + u_{dd}, \\
 h &= \frac{\mu_0 m H}{kT}.
 \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь ψ – угол между полем и осью димера; u – энергия димера в магнитном поле; \mathbf{h} – безразмерное магнитное поле; его абсолютную величину h часто называют параметром Ланжевена.

При случайных ориентациях оси димера относительно магнитного поля \mathbf{H} среднее значение проекции вектора $\boldsymbol{\mu}_1$ на направление вектора напряженности магнитного поля равно:

$$\langle \mu_h \rangle = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \mu_h(\psi) \sin \psi d\psi. \tag{3}$$

Некоторые оценки можно получить в рамках аппроксимации $\lambda, \sigma \gg 1$ и $\lambda, \sigma \gg h$ (условие $h < 1$ для нашего анализа необязательно). В этой ситуации методом перевала в асимптотике $\lambda, \sigma \rightarrow \infty$ после громоздких преобразований получается:

$$\langle \mu_h \rangle = \int_0^1 x \tanh(2hx) dx. \tag{4}$$

Другое упрощение общего подхода (1–3) можно получить, если предположить, что оси легкого намагничивания частиц направлены строго вдоль оси димера:

$$\begin{aligned}
 \mu_h(\psi) &= \frac{1}{Z} \int \frac{(\mathbf{h} \cdot \boldsymbol{\mu}_1)}{h} e^{-u} d\mu_1 d\mu_2, \\
 Z &= \int e^{-u} d\mu_1 d\mu_2, \\
 u &= -(\mathbf{h} \cdot \boldsymbol{\mu}_1) - (\mathbf{h} \cdot \boldsymbol{\mu}_2) - \sigma [(\boldsymbol{\mu}_1 \cdot \mathbf{v}_1)^2 + (\boldsymbol{\mu}_2 \cdot \mathbf{v}_2)^2] + u_{dd}.
 \end{aligned} \tag{5}$$

Мы рассчитали компоненту $\langle \mu_h \rangle$ для димера в рамках общей строгой модели (1-3), а также в рамках упрощенной модели (5) и с использованием асимптотического соотношения (4). Результаты расчетов представлены на рис. 2.

Этот рисунок иллюстрирует малое расхождение между результатами, полученными в рамках этих подходов. Поэтому, чтобы избежать громоздких вычислений, при больших λ и σ можно рекомендовать использовать или асимптотическую формулу (4), или упрощенную мо-

дель (5) с осями магнитной анизотропии, направленными вдоль оси димера.

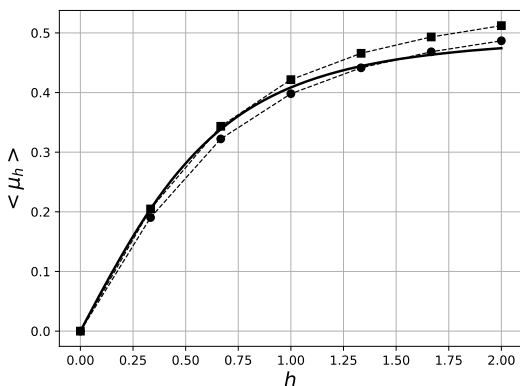


Рис. 2. Зависимость ориентации магнитного момента димера $\langle \mu_h \rangle$ от безразмерного магнитного поля h . Безразмерный параметр магнитной анизотропии $\sigma = 10$; параметр диполь-дипольного взаимодействия $\lambda = 8$. Сплошная линия – результат расчетов, выполненных по формуле (4); квадратные точки – численное интегрирование по уравнениям (1-3); круглые точки – интегрирование по уравнению (5)

Полученные результаты можно рассматривать как первый шаг к теоретическому изучению намагниченности цепочек с произвольным числом частиц и феррогелей с более топологически сложной структурой. Мы полагаем, что представленные результаты могут служить прочной основой для теоретического моделирования феррогелей более сложной структуры.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты 20-02-00022; 21-52-12013 и Минобрнауки России, проект FEUZ-2020-0051.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Blums, A. Cebers, M. Maiorov, *Magnetic Fluids* (Berlin, New York: Walter de Gruyter), (1997).
2. A. Ivanov, O. Kuznetsova, *Physical Review E* 64, 041405 (2001).
3. E. A. Elfimova, L. Y. Iskakova, A. Y. Solovyova, A. Y. Zubarev, *Physical Review E* 00, 004600, (2021).
4. S. Odenbach, *Magnetoviscous effects in Ferrofluids* (Berlin, New York: Springer-Verlag), 2002.
5. P. Ilg, S. Odenbach, *Ferrofluid Structure and Rheology*. In *Colloids Magnetic Fluids* (Ed. Odenbach S) (Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag), 2009.
6. A. O. Ivanov, A. Y. Zubarev, *Materials* 13, 3956 (2020).
7. V. S. Mendeleev, A. O. Ivanov, *Physical Review E* 70, 051502 (2004).

ИЗМЕРЕНИЕ КРИВЫХ НАМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА ВИБРАЦИОННОМ МАГНИТОМЕТРЕ

Лебедев А.В.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт механики сплошных сред
Уральского отделения Российской академии наук
Российская федерация, 614018, Пермь, ул. Королева 1
E-mail: lav@icmm.ru

Аннотация. Изготовлен макет вибрационного магнитометра по схеме Фонера с движением образца перпендикулярно к магнитному полю. Измерены кривые намагничивания образцов магнитных жидкостей с разным дисперсным составом. Полученные кривые лежат существенно ниже кривых, полученных методом дифференциальной прогонки. Выполнены измерения кривых намагничивания образца отверждённой магнитной жидкости на основе эпоксидной смолы. Наблюдается полное совпадение результатов. Для полного прояснения влияния агрегатного состояния образца на результаты измерений, на вибрационном магнитометре были выполнены измерения кривой намагничивания магнитной жидкости на базе стирола до и после его полимеризации. Кривая намагничивания в жидком состоянии проходит существенно ниже кривой полимеризованного образца.

Ключевые слова: вибрационный магнитометр, магнитная жидкость

MEASURING OF MAGNETIZATION CURVES OF MAGNETIC FLUIDS ON A VIBRATING SAMPLE MAGNETOMETER

Lebedev A.V.

Institute of Continuous Media Mechanics
of the Ural Branch of Russian Academy of Science
Russian federation, 614018, Perm, Academician Korolev st, 1
E-mail: lav@icmm.ru

Annotation. A model of a vibrating magnetometer was made according to the Foner's scheme with the movement of the sample perpendicular to the magnetic field. The magnetization curves of magnetic fluid samples with different dispersed compositions were measured. The obtained curves lie significantly below the curves obtained by the method of differential passing. The magnetization curves of a sample of a hardened ferrofluid based on epoxy resin are compared. There is complete agreement between the results. To fully eliminate the influence of the aggregate state of the sample on the results of measurements on a vibrating sample magnetometer, it was made measurements of the magnetization curve of a magnetic fluid based on styrene before and after its polymerization. The magnetization curve in the liquid state passes significantly below the curve of the polymerized sample.

Key words: vibrating sample magnetometer, magnetic fluid



ЛЕБЕДЕВ Александр Владимирович окончил Пермский государственный университет в 1983 году. В 2005 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук по теме: «Динамика магнитной жидкости в переменных полях». Имеет 109 научных публикаций, в том числе 70 статей, 36 статей в иностранных журналах. В настоящее время является старшим научным сотрудником лаборатории динамики дисперсных систем Института механики сплошных сред УрО РАН. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.

В 1956 году Саймоном Фонером была предложена схема измерения магнитного момента путем регистрации сигнала, индуцируемого в измерительных катушках вибрирующим образцом [1]. Идея оказалась весьма удачной и получила дальнейшее развитие [2]. В конце концов, оставив позади конкурентов с методом вибрирующих катушек [3], идея Фонера нашла свое воплощение в виде стандартного серийного прибора, такого как, например, LakeShore 8600 Series VSM. Очевидные простота и удобство использования стандартного серийного оборудования вызывает соблазн его применения в любом подходящем случае, что может служить причиной серьезных методических ошибок. В частности, к таким ошибкам приводит измерение с помощью вибрационного магнитометра кривых намагничивания магнитных жидкостей [4].

Предлагаемая работа посвящена сравнению результатов измерения кривых намагничивания образцов магнитной жидкости, полученных на вибрационном магнитометре и методом дифференциальной прогонки. Использовались как классические магнитные жидкости [5], так и образцы, приготовленные из них путем отверждения.

Макет магнитометра был сконструирован по ставшей уже классической схеме Фонера. В зазоре электромагнита ФЛ-1 на торцах полюсных наконечников были помещены две пары измерительных катушек. Катушки имели форму дисков, конструктивно объединенных в виде восьмерок, и включались встречно-последовательно. Образец имел форму цилиндра диаметром и высотой 5 мм и подвешивался в центре зазора электромагнита. Для создания вибраций подвеса использовалась катушка мощного громкоговорителя, помещенная в кольцевом зазоре специального электромагнита. Частота вибраций составляла обычно 36 или 72 Гц. Амплитуда вибраций контролировалась по величине сигнала, индуцируемого во вспомогательной катушке постоянным магнитом, закрепленным на каркасе катушки громкоговорителя.

Сигналы с опорной и измерительных катушек регистрировались с помощью двухканального синхронного усилителя ElockIn 203 Anfates. Калибровка чувствительности магнитометра производилась по сигналу, индуцируемому постоянным неодимовым магнитом диаметром и высотой 4 мм. Магнитный момент калибровочного магнита определялся по величине напряженности магнитного поля на его оси в нескольких точках и составлял $0,04 \text{ Ам}^2$.

Окончательная проверка всей системы производилась путем измерения намагниченности насыщения никелевой пластинки диаметром 7 мм и толщиной 1 мм. Удивительно, но расхождение с табличным значением составило 0,14 %.

Были выполнены измерения кривых намагничивания ряда образцов магнитных жидкостей, как классических (магнетит, стабилизированный олеиновой кислотой в керосине), так и отвержденных. Для сравнения также были выполнены измерения кривых намагничивания методом дифференциальной прогонки. Здесь основным, экспериментально измеряемым параметром, является дифференциальная восприимчивость образца магнитной жидкости в зависимости от напряженности внешнего постоянного поля. Полная кривая намагничивания получается затем путем численного интегрирования зависимости $\chi(H)$. Подробное описание метода можно найти в [6].

На рис. 1 представлены кривые намагничивания образца классической магнитной жидкости, полученные двумя методами. Хорошо видно, что кривая намагничивания, полученная на вибрационном магнитометре, лежит существенно ниже.

Нестыковка кривых намагничивания могла бы быть объяснена запаздыванием колебаний частиц от колебаний контейнера с базовой жидкостью. Однако оценки скорости дрейфа отдельных частиц относительно жидкости дают величину на 7-8 порядков меньшую амплитуды скорости колеблющегося вибратора. Очевидно, что расхождение должно быть связано с запаздыванием движения гораздо более крупных магнитных включений в колеблющейся жидкости, а именно с запаздыванием движения агрегатов из магнитных частиц, образующихся под действием магнитного поля.

Для выяснения влияния агрегатного состояния образца на результаты измерений были измерены кривые намагничивания отвержденной магнитной жидкости на основе эпоксидной смолы. Подобные образцы исследовались в работе [7]. Результаты измерений представлены на рис. 2. Хорошо видно, что экспериментальные точки на рис. 2 укладываются на одну общую кривую. Сразу даже нельзя и сказать, по каким точкам проводится аппроксимирующая кривая.

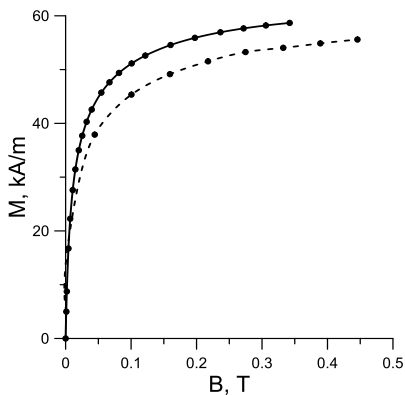


Рис. 1. Результаты измерения кривой намагничивания крупнодисперсной магнитной жидкости методом дифференциальной прогонки (сплошная кривая) и вибрационным магнитометром (пунктирная кривая)

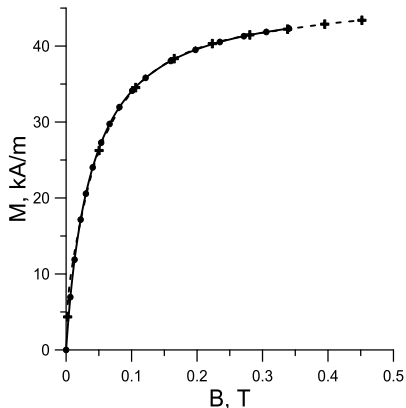


Рис. 2. Сравнение кривых намагничивания твердого образца на основе эпоксидной смолы, полученных методом дифференциальной прогонки и на вибрационном магнитометре

Наиболее наглядной демонстрацией влияния агрегатного состояния образца на результаты измерений мог бы быть эксперимент, в котором первоначально на вибрационном магнитометре измерялась бы кривая намагничивания образца в жидком состоянии. Затем образец отверждался, и кривая измерялась повторно. Подобный эксперимент вполне осуществим, если в качестве несущей среды для магнитной жидкости использовать стирол.

Стирол является уникальной жидкостью в том смысле, что в нем диспергируются частицы магнитной жидкости (на его основе можно приготовить магнитную жидкость) и в тоже время его легко можно отвердить путем полимеризации. Полимеризация стирола обычно выполняется при помощи так называемых активаторов - перекисных соединений. Наиболее подходящим активатором для стирола является бензоил пероксид. Он хорошо растворяется в стироле в силу наличия бензольных колец и инициирует реакцию полимеризации при невысоких температурах.

Эксперимент проводился следующим образом. Бензоил пероксид растворялся в стироле в концентрации 2% по массе. Затем в полученной смеси диспергировались частицы магнетита, покрытые олеиновой кислотой. После суточной выдержки, необходимой для полного растворения (пептизации) частиц, полученный образец заливался в кон-

тейнер вибрационного магнитометра. Производилось измерение кривой намагничивания.

Затем образец нагревался до 80°C и выдерживался при этой температуре в течение 8 часов. Происходила его полимеризация. Самое существенное, что полимеризация производилась без извлечения образца из магнитометра и изменения его положения. Это исключает погрешности, связанные с его позиционированием относительно измерительных катушек. После остывания образца повторно измерялась его кривая намагничивания.

Полученные кривые намагничивания образца магнитной жидкости на базе стирола в жидком и отвержденном состояниях представлены на рис. 3. Из рис. 3 хорошо видно, что кривая намагничивания магнитной жидкости в «жидком состоянии»

проходит заметно ниже кривой полимеризованной магнитной жидкости. Существенным в этих опытах является то, что мы измеряем намагниченность одних и тех же частиц, сначала взвешенных в жидкой среде, а затем механически заблокированных.

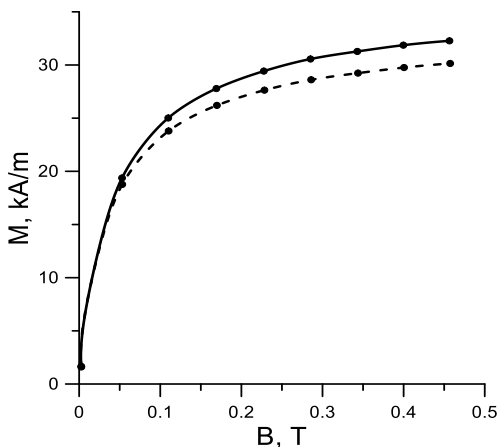


Рис. 3. Сравнение результатов измерения на вибрационном магнитометре кривых намагничивания образца на базе стирола до полимеризации (пунктирная линия) и после (сплошная линия).

Заключение

Таким образом, измерен ряд кривых намагничивания магнитных жидкостей, как в нормальном состоянии, так и отвержденных. Для классических магнитных жидкостей кривые намагничивания, измеренные на вибрационном магнитометре, существенно ниже кривых намагничивания, полученных методом дифференциальной прогонки. При уменьшении вязкости несущей среды расхождение между кривыми нарастает. Наблюдаемое различие может быть объяснено запаздыванием движения агрегатов от движения контейнера с жидкостью при измерениях на вибрационном магнитометре.

При измерениях обоими методами кривых намагничивания отвержденного образца магнитной жидкости на основе эпоксидной смолы наблюдается полное совпадение результатов измерений.

На вибрационном магнитометре выполнены измерения кривой намагничивания образца магнитной жидкости на основе стирола до и после его полимеризации. Намагниченность полимеризованного образца заметно превышает намагниченность образца, измеренную до его полимеризации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Foner S. Vibrating-Sample Magnetometer // Review of Scientific Instruments. 1956. Т. 27. No 7. С. 548.
2. Foner S. Versatile and Sensitive Vibrating-Sample Magnetometer // Review of Scientific Instruments. 1959. Т. 30. No 7. С. 548.
3. Smith D.O. Development of a Vibrating-Coil Magnetometer // Review of Scientific Instruments. 1956. Т. 27. No. 5. С. 261.
4. Арэфьев И.М., Испирян А.Г., Куникин С.А., Сирунян В.А. Магнитные свойства магнитной жидкости на основе ундекана // Журнал технической физики. 2017. Т. 87. № 4. С. 498-503.
5. Шлиомис М. И. Магнитные жидкости // Успехи Физических Наук. 1974. Т. 112. Вып. 3. С.435 – 458.
6. Пшеничников А.Ф., Лебедев А.В., Радионов А.В., Ефремов Д.В. Магнитная жидкость для работы в сильных градиентных полях // Коллоидный журнал. 2015. Т. 77. С. 207.
7. Пшеничников А.Ф., Мехоношин В.В. Магнитные свойства отвержденных ферроколлоидов // Физика твердого тела. 1998. Т. 40. № 6. С. 1062-1067.

СВОЕОБРАЗНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ СМАЗОЧНЫХ МАСЕЛ

Болотов А.Н.¹, Новикова О.О., Новиков В.В.

ФГБОУВО «Тверской государственный технический университет»,
г. Тверь, Российская Федерация
E-mail: alnikbltov@rambler.ru¹

Аннотация. Исследована испаряемость магнитных масел и проведен их комплексный термический анализ. Показано влияние антиокислительной присадки на физико-химические свойства масел при повышенных температурах. Подтверждена относительно высокая коррозионная активность магнитных масел, вызванная наличием в их составе большого количества молекул ПАВ. Установлено, что при трении в присутствии магнитного масла, наблюдается так же коррозионно-механическое изнашивание, величиной которого нельзя пренебречь.

Ключевые слова: магнитное масло, коррозия, деструкция, испаряемость, трение, износ

PECULIAR PROPERTIES OF MAGNETIC LUBRICANT OILS

Bolotov A.N.¹, Novikova O.O., Novikov V.V.

Tver State Technical University,
Tver, Russian Federation
E-mail: alnikbltov@rambler.ru¹

Annotation. The volatility of magnetic oils has been studied and their complex thermal analysis has been carried out. The effect of an antioxidant additive on the physicochemical properties of oils at elevated temperatures is shown. The relatively high corrosivity of magnetic oils, caused by the presence of a large number of surfactant molecules in their composition, has been confirmed. It has been established that during friction in the presence of magnetic oil, corrosion-mechanical wear is also observed, the magnitude of which cannot be neglected.

Key words: magnetic oil, corrosion, destruction, evaporation, friction, wear



БОЛОТОВ Александр Николаевич, окончил в 1976 году физический факультет Тверского государственного университета. В 1993 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме «Триботехника магнитопассивных и магнитожидкостных подшипниковых опор скольжения». С 1995 года является заведующим кафедры прикладной физики ТвГТУ. Имеет более 350 научных публикаций, в том числе более 300 статей, более 30 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ, 140 статей в иностранных журналах, 6 монографий, изданных российскими и зарубежными издательствами.



НОВИКОВА Ольга Олеговна окончила в 1990 году Калининский политехнический институт. В 1996 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме «Теоретическое и экспериментальное обоснование расчета узлов трения с тведосмазочными покрытиями». С 2002 года работает в должности доцента кафедры прикладной физики ТвГТУ. Имеет более 120 научных публикаций, в том числе более 100 статей, 5 патентов РФ, 2 монографии, изданные российскими и зарубежными издательствами.



НОВИКОВ Владислав Викторович, окончил в 1991 году Калининский политехнический институт. В 1998 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме «Создание и комплексное исследование алмазосодержащих керамических трибоматериалов для узлов трения различного назначения». С 2005 года работает в должности доцента кафедры прикладной физики ТвГТУ. Имеет более 150 научных публикаций, в том числе 130 статей, 7 патентов РФ, 3 монографии, изданные российскими и зарубежными издательствами.

В значительной степени повышение надежности и долговечности машин, приборов и технологического оборудования достигается усовершенствованием трибосопряжений входящих в их конструкцию. Эта задача может быть решена путем разработки новых конструкций трибоузлов и применению в них инновационных смазочных материалов. Одними из наиболее перспективных современных смазочных материалов в настоящее время являются наноструктурные магнитные масла [1–6]. Благодаря своим уникальным физическим и триботехническим свойствам они могут быть использованы как в различных видах подшипников, так и уплотнениях и различных направляющих оборудования широкого профиля, в том числе прецизионного [1, 7]. Потому задача по изучению смазочных магнитных масел и их применению в реальных триботехнических устройствах для обеспечения требуемого ресурса и эксплуатационных параметров всей конструкции в целом имеет большое практическое значение.

В предыдущих работах были показаны некоторые результаты исследования физико-химических свойств магнитных масел: коллоидной устойчивости дизфирных магнитных масел для подшипников скольжения, влияния магнитных дисперсных частиц и присадок на трибологические свойства масел, магнитных свойств и их стабильность при термомеханических воздействиях [8–10]. Однако, имеющихся данных недостаточно для прогнозирования ресурса работы проектируемого магнитного масла при сохранении им требуемых рабочих параметров. Для создания более информативного банка данных физико-химических и триботехнических свойств наноструктурных магнитных

масел необходимо дополнительно оценить следующие его существенные характеристики: скорость потери массы за счет испарения и интенсивность старения, связанной с окислительными процессами, деформацию магнитного масла, коррозионные свойства.

Поэтому цель работы заключалась в выявлении специфических физико-химических особенностей магнитных масел, которые влияют на его эксплуатационные свойства.

Испаряемость магнитного масла зависит от его химической структуры и связана с термоокислительными свойствами. Введение в масло значительного количества дисперсного оксида железа с большой удельной поверхностью с одной стороны улучшает его магнитные свойства: смазка лучше удерживается в зоне трения, улучшается магнитная разгрузка в контакте, но с другой стороны его избыточное количество может оказывать каталитическое влияние на окисление, деформацию и полимеризацию дисперсионной среды. Старение магнитных масел вследствие окисления в присутствии кислорода воздуха может существенно влиять на работоспособность реального узла трения, так как обычно его эксплуатация сопровождается выделением значительного количества тепла, так же каталитически увеличивающим интенсивность старения.

Были исследованы испаряемость и термоокислительные свойства магнитных масел и магнитных жидкостей в статическом и динамическом режимах. В статическом режиме фиксировали изменение массы образца магнитного масла процессе испарения с открытой поверхности, в условиях термостатирования. Толщина слоя образца магнитного масла была выбрана такой, чтобы уменьшить влияние постепенного изменения содержания компонентов вследствие его испарения. Исследование термоактивированных процессов в динамических условиях производилось на дериватографе.

Изучалась скорость изменения приведенной массы масла (в расчете на единицу открытой поверхности масла) от времени для различных смазочных композиций на основе диоктилсебацата (ДОС) при температуре 100°C. Из полученных данных следует, что скорость процесса испарения и скорость других процессов, протекающих под воздействием температуры и кислорода воздуха в жидкости ДОС и магнитном масле, приготовленном на ее основе и не содержащей антиокислительной присадки, имеют различия. На начальном этапе скорость изменения массы магнитного масла уменьшается и даже меняет знак, т. е. масса начинает нарастать. В это время масло интенсивно поглощает кислород и в нем преобладают реакции окисления и полимеризации с образованием низколетучих высокомолекулярных соединений, о чем свидетельствует возрастание вязкости.

В дальнейшем скорость окисления уменьшается и наступает равновесие между скоростью испарения и увеличением плотности масла, скорость изменения массы стабилизируется.

В диоктиловом эфире себадиновой кислоты (ДОС) под действием температуры в присутствии кислорода воздуха возможны реакции полимеризации и деструкции. Реакции полимеризации протекают в основном по углеводородной цепи через образование активных кислородсодержащих соединений. Оксиды железа ускоряют поглощение кислорода углеводородом при 393 К, причем каталитическая активность двухвалентного оксида железа много больше, чем трехвалентного. Каталитическое действие оксидов железа связано с активацией разложения пероксидов и пропорционально удельной поверхности дисперсной фазы. Высокое содержание в магнетите оксида железа (II) и значительная удельная поверхность частиц, не покрытая адсорбционным слоем, определяют снижение термоокислительной устойчивости магнитного масла, нарастание вязкости и потерю магнитной подвижности при работе в узле трения. При добавлении в магнитное масло присадки дифениламина 5% (об), обладающей антиокислительным действием, и блокирующим реакции полимеризации, более вероятны, становятся реакции деструкции, сопровождающиеся образованием летучих продуктов. Основным катализатором процессов деструкции сложноэфирных групп оксида железа является адсорбционная вода. Однако, как показывают результаты эксперимента выделение летучих продуктов при нагреве магнитных масел с ингибитором полимеризации незначительно выше, чем у диоктилсебадината, содержащего 5% (об) дифениламина. Отсюда можно сделать вывод, что при температуре 100°C магнетит оказывает влияние в основном на реакции полимеризации и слабо влияет на реакции деструкции.

Результаты исследований комплексного термического анализа магнитных масел и жидкостей показали, что магнетит снижает температуру начала окисления на 60°C. Добавление антиокислительных присадок повышает температуру начала окисления и одновременно уменьшает активность процесса.

При температуре 150 °С общий характер процессов сохраняется, скорость испарения возрастает в 5–6 раз. Для магнитных жидкостей, содержащих присадки, скорость испарения уменьшается в течение длительного времени вследствие уменьшения количества легколетучих компонентов. Установлено, что вязкость жидкостей с присадками во время испытаний (250 часов) при температуре 150 °С увеличивалась незначительно, изменение намагниченности так же было несущественным.

Длительные испытания магнитного масла на основе ДОС с присадкой 5% ДФА при температуре 150 °С показали, что влияние ингибитора снижается, что приводит к постепенному возрастанию вязкости масла и снижению его намагниченности. Учитывая это для устойчивой работы узла трения с магнитным маслом при температуре выше 150°С в масло нужно вводить другую антиокислительную присадку. В то же время заметим, что даже достигнутая предельная рабочая температура является сравнительно высокой. Такое магнитное масло, как СМ-1, получившее широкое распространение, работоспособно до 100°С и имеет испаряемость лишь на 40–60% меньше, хотя вязкость его больше в десятки раз из-за того, что для его изготовления используется низкотлетучая кремнийорганическая жидкость.

Деградация магнитного масла в процессе трения. В процессе эксплуатации магнитных масел на них воздействуют высокие температуры, давление и сдвиговые напряжения в зоне трения, приводящие к изменению химического состава масел в результате деструкции молекул, их химического взаимодействия с поверхностью и атмосферным газом, а также к потере магнитными частицами магнитных свойств. Важной задачей, которую нужно решить для обеспечения длительной надежной работы узлов трения, смазываемых магнитным маслом, является установление периода эффективного смазочного действия магнитного масла и выявление факторов, его определяющих. Под этим следует понимать время, в течение которого масло способно защищать поверхности от износа, снижать потери на трение, сохранять коллоидную структуру.

В связи с этим был проведён долговременный эксперимент на установке для испытания материалов на трение и износ при граничной смазке магнитным маслом. Исследовалась пара трения бронза ОЦС-4-4-2,5 – латунь Л63 при смазке маслом ММ-1, имеющим намагниченность 26 кА/м, плотность 1,3 г/см³. Это масло изготовлено на основе эфира пентаэритрита марки А-210, отличающегося высокой термической и окислительной стабильностью (в присутствии некоторых металлов, например, железа, термическая стабильность эфира снижается). Для уменьшения времени испытаний исследовался небольшой объем ферримасла, равный 2 см³. Под действием неоднородного магнитного поля с градиентом около 12·10⁵ А/м масло располагалось на дорожке трения в виде кольца. Испытания проводились про линейной скорости скольжения 0,15 м/с и давлении 3,2 МПа. Небольшая скорость скольжения, коэффициент взаимного перекрытия контактирующих поверхностей, стремящийся к нулю, позволили снизить объемную температуру масла до 30 °С и свести к минимуму влияние температурного фактора на структурную стабильность масла в течение испытаний.

Изучалась зависимость суммарного линейного износа пары трения (бронза - латунь) от времени испытаний. Цикл испытаний продолжался 140 часов. После окончания периода приработки интенсивность линейного износа, в пределах ошибки измерений, оставалась постоянной. Износ отдельно пальчиковых образцов из латуни и бронзового диска определяли с помощью профилографа по изменению высоты пальчиковых образцов примерно в 1,5 раза больше бронзового диска. После 110–120 ч испытаний момент трения и интенсивность износа начинают возрастать. Это свидетельствует о существенном ухудшении смазочной способности масла ММ-1 к концу испытаний.

Исследование магнитных свойств масла ММ-1 показало, что его намагниченность насыщения после 140 часов испытаний значительно падает. Масло ММ-1 имеет намагниченность 26 кА/м, плотность 1,3 г/см. Очевидно, снижение намагниченности происходит из-за потери частицами магнитных свойств после окисления и химического взаимодействия с молекулами стабилизатора. Одновременно, как было обнаружено, происходит образование агломератов ферричастиц, имеющих размер до 10^{-5} м, и усиливающих абразивное действие масла. Коллоидная стабильность масла нарушается. Визуальными наблюдениями обнаруживается отделение немагнитной дисперсной среды (жидкости – основы) с дорожки трения и растекание по всей поверхности бронзового диска. Все это свидетельствует о том, что наиболее слабым звеном в структуре магнитных масел являются сольватные оболочки частиц.

Анализ топографии поверхности показал, что шероховатость дорожки трения бронзового диска к концу испытаний значительно увеличивается по сравнению с исходной. Визуальный осмотр поверхностей трения свидетельствует о том, что на последней стадии испытаний появляются ярко выраженные радиальные риски.

Уменьшение магнитных свойств, потеря магнитным маслом коллоидной стабильности и образование агломерированных ферричастиц ухудшает формирование прочного смазочного слоя, разделяющего металлические поверхности, увеличивает вероятность схватывания и заедания; все больше проявляется адгезионно-абразивный износ (на кривой износа это отражается в увеличении скорости изнашивания пары трения к концу испытаний, также увеличивается момент трения).

Динамика структурных превращений в магнитном масле ММ-2 (изготовлено на основе полиэтилсилоксановая ПЭС-4 и стабилизировано олеиновой кислотой) в процессе трения может быть оценена по изменению диэлектрических и магнитных свойств. Изучалось изменение диэлектрической проницаемости и намагниченности ММ-2 в процессе испытаний пары трения сталь ШХ-15 – сталь 40Х на шариковой машине трения МТШ-М при давлении 1,2 ГПа и скорости 1,5 м/с. Дан-

ные получены для сравнительно небольшого объема масла – 10 см^3 . Диэлектрическая проницаемость определялась на частоте 10^3 Гц .

Скорость уменьшения намагниченности масла нарастает по мере работы узла трения; вязкость масла постепенно возрастает, однако не в результате отделения дисперсионной среды, а, вероятно, из-за происходящих в масле процессов полимеризации, активированных трением; коллоидная стабильность масла сохранялась до конца испытаний. Несколько неожиданным является значительный рост диэлектрической проницаемости масла. Это можно объяснить увеличением дипольного момента молекул и проводимости дисперсных частиц. Роль частиц вытекает из сравнения характера временной зависимости намагниченности и диэлектрической проницаемости, и также из того, что тангенс диэлектрических потерь возрастает.

Дополнительно были выполнены спектроскопические исследования масла ММ-3 (масло изготовлено на основе полиэтилсилоксановая ПЭС-5 и стабилизировано олеиновой кислотой) в области инфракрасного излучения. Изучалось исходное масло, масло после трибоиспытаний и масло, выдержанное в терм шкафе про $100 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение 100 часов. В спектре поглощения трибо- и термообработанных масел появляются два новых пика поглощения в области обратных длин волн около 600 см^{-1} , причём в термообработанном масле пики более интенсивные. Поглощение в области $650\text{--}550 \text{ см}^{-1}$ обусловлено колебаниями связи Fe-O в кристаллической решётке частиц. Поэтому указанные изменения скорее всего вызывает окисление магнетита. Достоверно утверждать о каких-либо других изменениях в молекулярной структуре масел, включая изменение количества полярных групп в молекулах, пользуясь полученными спектрограммами не представлялось возможным.

Смазочные свойства рассматриваемого масла ММ-4 в начале работы узла трения изменяются незначительно, но через 60–70 часов начинают достаточно резко ухудшаться одновременно со снижением намагниченности. Поэтому в определённой мере влияние масла на трение ослабевает из-за того, что магнитные силы недостаточно эффективно подают масло с возрастающей вязкостью на дорожку трения. В то же время сказывается изменение молекулярного состава масла и другие причины.

Для сравнения оценивалось время срабатывания масла ТАД-17, направленного в узел трения в том же количестве. Срабатываемость масла ТАД-17 поступала на 10–15 часов раньше, чем масла ММ-3, но, однако ухудшение свойств масла ТАД-17 происходило не так резко.

Влияние магнитного масла на коррозию поверхности трения. Химическое коррозионное воздействие масел на поверхность металла изучалось предложенным количественным методом [11,12].

Вначале была проверена значимость температурных и деформационных воздействий на скорость коррозии. Исследовалось коррозионное воздействие трансмиссионного масла ТАД-17 на медь при окружающей температуре 100 °С. Диаметр медной проволоки составлял 0,075 мм, по ней пропускались знакопеременные импульсы тока прямоугольной формы с амплитудой 2,9 А и периодом 0,2 с, индукция магнитного поля составляла 0,035 Тл. Расчетное повышение температуры проволоки равно 230 К, максимальное растягивающее напряжение – 10^7 Па.

Однозначно показано, что именно переменные температурные и деформационные воздействия на металл приводят к существенному изменению скорости коррозии. На основании проведенных опытов была выявлена одна из неочевидных причин повышения скорости коррозии при деформации проволоки, которая заключается в том, что на ее поверхности благодаря колебательным движениям не происходило отложение смолоподобных веществ, препятствующих доступу к поверхности химически активных молекул масла, также, как и при трении.

Заметим, что скорость коррозии меди в масле ТАД-17 в течение продолжительного времени почти не изменяется. Совершенно другая картина наблюдается в масле, содержащем в своем составе кремнийорганическую жидкость ПЭС-5 и стеариновую кислоту (10 об.%). Наблюдалось прогрессирующее увеличение скорости изменения сопротивления проволоки. В некоторых экспериментах проволоки неожиданно обрывались. Вероятно, проявление синергетического действия химически активных компонентов масла стимулирует образование в проволоке микротрещин и их развитие, т. е. наблюдается проявление эффекта Ребиндера. Возможно, этим же отчасти объясняются и низкие противозносные свойства кремнийорганических масел.

Исследовались коррозионные свойства магнитных масел на основе полиэтилсилоксановая (ПЭС-5, ПЭС-В-2) и хлор силоксана (ХС-2-1) и содержащих в качестве дисперсионной фазы магнетит, стабилизированный жирной кислотой. Результаты оказались неожиданными: масла вызывали чрезвычайно малую коррозию медной проволоки. Так, например, относительное изменение сопротивления проволоки в масле ММ-5 на основе ПЭС-5, стабилизированном стеариновой кислотой, составило за 100 часов менее 2%, хотя по термодинамическим причинам магнитное масло всегда содержит некоторое количество свободных молекул ПАВ, которые, казалось бы, должны вызвать более сильную коррозию.

Заметные коррозионные свойства у масла ММ-5 начали проявляться лишь после того, как в его состав дополнительно ввели около 10 % стеариновой кислоты. Можно предположить, что из-за высокой активности и большой величины интегральной поверхности дисперсных ча-

стиц в масле молекулы ПАВ образуют достаточно устойчивые сольватные комплексы с частицами и в незначительном количестве находятся в неассоциированном состоянии.

В определённой мере это подтверждается тем, что масло ТАД-17 после введения в его состав около 1% частиц магнетита, таких же, как в магнитном масле, перестаёт корродировать медную поверхность.

Было подтверждено, что увеличение скорости коррозии сопровождается снижением трения и износа. Это и понятно, поскольку от скорости коррозии зависит и регенерация модифицированных поверхностных слоев, предохраняющих материалы от сильного адгезионного износа. Поэтому, для достижения удовлетворительных смазочных свойств у магнитных масел в их состав нужно вводить значительное количество присадки.

Таким образом, полученные в результате исследований данные позволят сформировать более полную базу данных о триботехнических характеристиках синтезируемы наноструктурных магнитных масел, что позволит на стадии проектирования механизма прогнозировать показатели работоспособности трибузла и применять действенные мероприятия по повышению его долговечности, износостойкости, энергоэффективности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Орлов, Д.В. Магнитные жидкости в машиностроении / Д.В. Орлов, Ю.О. Михалев, Н.К. Мышкин [и др.]. - Москва: Машиностроение, 1993. - 272 с. - ISBN 5-217-01733-3. - Текст: непосредственный.
2. Болотов, А.Н. Триботехника магнитопассивных опор скольжения: монография / А.Н. Болотов, В.Л. Хренов. - Тверь: ТвГТУ, 2008. - 124 с. - ISBN 978-5-7995-0402-1. - Текст: непосредственный.
3. Uhlmann, E. Application of magnetic fluids in tribotechnical systems // E. Uhlmann, G. Spur, N. Bayat [et al.]. - Текст: непосредственный // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2002. - № 252. - P. 336-340. - DOI: 10.1016/S0304-8853(02)00724-2
4. Болотов, А. Н. Теоретические и экспериментальные исследования процессов в триботехнических системах: монография / А. Н. Болотов, В. В. Измайлов, М. В. Новоселова. - Тверь: ТвГТУ, 2019. - 163 с. - ISBN 978-5-7995-1024-4. - Текст: непосредственный.
5. Ермаков, С.Ф. Влияние смазочных материалов и присадок на триботехнические характеристики твердых тел. Часть 2. Активное управление трением / С.Ф. Ермаков. - Текст: непосредственный // Трение и износ. - 2012. - Т. 33. - № 3. - С. 275-283. - DOI: 10.3103/S106836661203004X
6. Болотов, А.Н. О зависимости коллоидной устойчивости магнитных жидкостей от диэлектрической проницаемости стабилизатора и дисперсионной среды / А.Н. Болотов, В.В. Новиков, О.О. Новикова / Текст: непосредственный // Известия высших учебных заведений. Серия: Химия и химическая технология. - 2017. - Т. 60. - № 4. - С. 75-81. - DOI: 10.6060/tcct.2017604.5506
7. Курапов, П.А. Трение и работоспособность сопряжений в условиях использования микрогетерогенных смазочных композиций: автореф. дисс. ... д-ра техн. наук: 05.02.04: защищена 12.03.2012 / Курапов Павел Анатольевич; Тверской гос. техн. ун-т. - Москва, 2011. -39 с. - Текст: непосредственный.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ОТКЛИКА ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ОБЕЗДВИЖЕННЫХ СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ С ВЫРАВНЕННЫМИ ОСЯМИ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Амбаров А.В.¹, Елфимова Е.А., Зверев В.С.,
ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
г. Екатеринбург, Российская Федерация,
E-mail: alexander.ambarov@urfu.ru¹

Аннотация. В данной статье с помощью численного моделирования изучается динамический магнитный отклик обездвиженных суперпарамагнитных наночастиц на переменное магнитное поле произвольной амплитуды. Предполагается, что оси легкого намагничивания частиц параллельны друг другу и внешнему переменному магнитному полю. Расчет динамического отклика базируется на уравнении Фоккера-Планка-Брауна, в которое включены межчастичные диполь-дипольные взаимодействия в рамках модифицированной теории среднего поля. Численное решение уравнения Фоккера-Планка-Брауна основано на безусловно устойчивой схеме для задач конвекции-диффузии. Проанализировано влияние магнитной кристаллографической анизотропии феррочастиц, амплитуды переменного поля и межчастичных взаимодействий на динамический отклик исследуемого ансамбля.

Ключевые слова: суперпарамагнитные наночастицы, уравнение Фоккера-Планка-Брауна, обездвиженные магнитные наночастицы, межчастичное диполь-дипольное взаимодействие

MODELLING OF THE DYNAMIC MAGNETIC RESPONSE OF INTERACTING IMMOBILIZED SUPERPARAMAGNETIC PARTICLES WITH ALIGNED EASY AXES OF MAGNETIZATION

Ambarov A.V.¹, Elfimova E.A., Zverev V.S.
Ural Federal University,
Ekaterinburg, Russian Federation,
E-mail: alexander.ambarov@urfu.ru¹

Annotation. In this work the dynamic magnetic response of immobilized superparamagnetic nanoparticles to an ac magnetic field with an arbitrary amplitude is studied using numerical simulations. The calculation of the dynamic response is based on the Fokker-Planck equation in which the interparticle dipole-dipole interactions are included within the framework of the modified mean-field theory. The numerical solution of Fokker-Planck equation is based on an unconditionally stable scheme for convection-diffusion problems. The effects of the magnetic crystallographic anisotropy barrier, the ac field amplitude, and the interparticle interactions on the dynamic susceptibility are analyzed.

Key words: superparamagnetic nanoparticles, the Fokker-Planck-Brown equation, immobilized magnetic nanoparticles, interparticle dipole-dipole interaction



АМБАРОВ Александр Васильевич окончил институт естественных наук и математики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина. в 2018 году. Имеет четыре научные публикации, в том числе три статьи в иностранных журналах. В настоящее время является аспирантом кафедры теоретической и математической физики Уральского федерального университета. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.



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.



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.

Ансамбли обездвиженных суперпарамагнитных наночастиц являются основой для моделирования поведения мягких магнитоактивных сред - композиционных материалов, состоящих из магнитных наночастиц, внедренных в мягкую полимерную матрицу. Теоретические исследования динамического отклика ансамбля обездвиженных магнитных частиц на переменное магнитное поле, как правило, основываются на решении уравнения Фоккера-Планка-Брауна (ФПБ) для плотности вероятности ориентации магнитного момента в системе однодоменных частиц [1]. Полученная аналитическими или численными методами функция плотности вероятности ориентации магнитного момента позволяет определить намагниченность и динамическую восприимчивость исследуемой системы. Метод учета межчастичных диполь-дипольных взаимодействий в уравнении ФПБ был предложен в работе [2]. Теория основана на модифицированном подходе среднего поля, который позволяет учитывать общее магнитное поле, создаваемое всеми другими частицами. Влияние межчастичных взаимодействий на динамическую восприимчивость обездвиженных магнитных частиц с выравненными осями легкой намагниченности было изучено в работе

[3] в случае, когда переменное поле и оси легкого намагничивания параллельны друг другу. В данной работе переменное магнитное поле перпендикулярно осям легкого намагничивания. Для численного моделирования используется конечно-разностная схема, предложенная в [4], для прямого численного решения уравнения ФПБ.

В данной работе исследуется магнитный отклик монодисперсного ансамбля суперпарамагнитных частиц, обездвиженных в немагнитной матрице. Ориентация каждого магнитного момента \mathbf{m}_i i -ой частицы описывается единичным вектором $\hat{\mathbf{m}}_i = (\sin \theta_i \cos \varphi_i, \sin \theta_i \sin \varphi_i, \cos \theta_i)$. Направление легкой оси намагничивания определяется единичным вектором $\hat{\mathbf{n}}_i = (0, 0, 1)$. Переменное магнитное поле перпендикулярно направлению осей легкого намагничивания $\mathbf{H} = (0, h_a e^{i\omega t}, 0)$, где h_a – амплитуда переменного поля, ω – частота, t – время.

Ориентация магнитного момента случайно выбранной частицы (например, с номером 1) описывается функцией плотности вероятности $W(1) = W(t, x, \varphi_1)$, $x = \cos \theta_1$ (θ_1 и φ_1 полярный и азимутальный углы вектора магнитного момента соответственно), которая может быть определена из решения уравнения Фоккера-Планка-Брауна (1):

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

где $U(1)$ – магнитная энергия частицы с номером 1, τ_D – время релаксации магнитных моментов.

Для того, чтобы учесть межчастичные взаимодействия в системе, энергия $U(1)$ представляется в виде [2]:

$$U(1) = U_H + U_N + \rho \langle W^{id}(2) U_{dd}(1,2) \theta(1,2) \rangle_2 \quad (2)$$

где U_H – энергия взаимодействия между магнитным моментом и приложенным магнитным полем, U_N – энергия взаимодействия между магнитным моментом и осью легкого намагничивания, $W^{id}(2)$ – плотность вероятности ориентации магнитного момента частицы с номером 2 в идеальном случае (без взаимодействий между частицами), функция Хевисайда $\theta(1,2)$ обеспечивает условие непроницаемости частиц, $\langle \dots \rangle_2$ обозначает усреднение по всем возможным ориентациям магнитного момента частицы с номером 2, ρ – объемная концентрация, U_{dd} – потенциал диполь-дипольного взаимодействия между случайными выбранными частицами с номерами 1 и 2. Для выбранной модели энергия (2) системы равна:

$$U(1) = - \left(\alpha e^{i\omega t} + \frac{\chi_L}{2} \int W^{id} dm \right) \sqrt{1-x^2} \sin \varphi - \sigma x^2, \quad (3)$$

здесь $\alpha = \frac{h_a m}{kT}$ – параметр Ланжевена (характеризует амплитуду пере-

менного магнитного поля), $\chi_L = \frac{\rho m^2}{3kT}$ – восприимчивость Ланжевена (характеризует величину диполь-дипольных взаимодействий и концентрации), σ – параметр магнитной анизотропии (энергетический барьер магнитной кристаллографической анизотропии), W^{id} – решение уравнения ФПБ (1) в одночастичном приближении.

Намагниченность M ансамбля суперпарамагнитных частиц определяется как проекция магнитного момента \mathbf{m} случайно выбранной частицы на направление магнитного поля, усредненной по всем возможным ориентациям, в качестве весовой функции используется $W(1)$, найденное из уравнения (1):

$$M(t) = \rho m \int (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}) W(1) d\mathbf{m}. \quad (4)$$

Динамическая восприимчивость определяется по формуле:

$$\chi(\omega\tau_D) = \frac{\partial M(t)}{\partial h_a e^{i\omega t}}. \quad (5)$$

Согласно [4] уравнение (1) дискретизируется на равномерной декартовой сетке в трехмерном пространстве (t, x, φ) :

$$\frac{e^{-\delta h_t} W_{i,j}^k - W_{i,j}^{k-1}}{h_t} + (C_2 + D + \delta E)(e^{-\delta h_t} W_{i,j}^k) = 0, \quad (6)$$

$$i = 0, \dots, N_x; j = 0, \dots, N_\varphi; k = 0, \dots, N_t,$$

где C_2 и D – дискретные операторы конвекции и диффузии соответственно, которые аппроксимируются со вторым порядком на основе использования центральных разностных производных.

Для верификации численной схемы были проведены расчеты динамической восприимчивости при $\alpha = 0,01$, после чего численные результаты сравнивались с аналитическим решением из [5], справедливым в области малых амплитуд переменного поля. Результаты представлены на рис. 1 для восприимчивости Ланжевена $\chi_L = 1$ и различных параметров магнитной анизотропии σ .

Увеличение магнитной анизотропии феррочастиц приводит к уменьшению восприимчивости на малых частотах, а сдвиг максимума мнимой части в область более высоких частот свидетельствует об уменьшении характерного времени релаксации магнитного момента. Учет межчастичных диполь-дипольных взаимодействий увеличивает магнитный отклик системы.

На рис. 2 представлена динамическая восприимчивость для различных амплитуд α переменного магнитного поля.

На низких и умеренных частотах как действительная, так и мнимая части восприимчивости уменьшаются с увеличением амплитуды переменного магнитного поля.

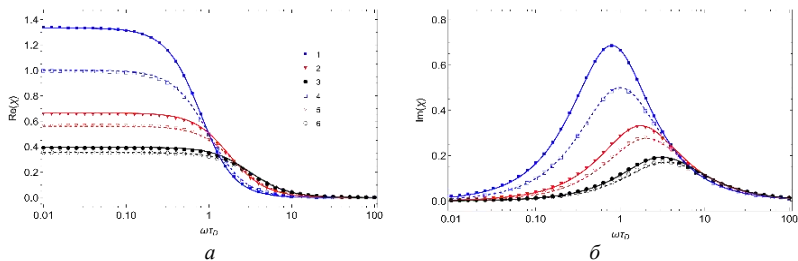


Рис. 1. Действительная (а) и мнимая (б) части динамической восприимчивости невзаимодействующих (пунктирные линии и пустые символы) и взаимодействующих (сплошные линии и заполненные символы) обездвиженных суперпарамагнитных частиц. Параметр Ланжевена $\alpha = 0,01$, восприимчивость Ланжевена $\chi_L = 1$.

Линии соответствуют аналитическому решению из [5].

Символы – численное решение. Параметры магнитной анизотропии равны $\sigma = 0$ (кривые 1,4), $\sigma = 3$ (кривые 2,5), $\sigma = 5$ (кривые 3,6).

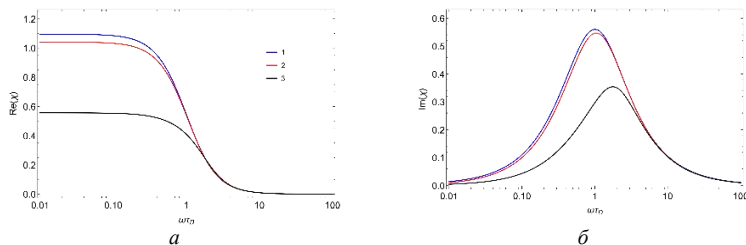


Рис. 2. Действительная (а) и мнимая (б) части динамической восприимчивости взаимодействующих обездвиженных суперпарамагнитных частиц.

Параметр магнитной анизотропии $\sigma = 1$, восприимчивость Ланжевена $\chi_L = 1$.

Параметры Ланжевена равны $\alpha = 0,01$ (кривая 1), $\alpha = 1$ (кривая 2), $\alpha = 5$ (кривая 3)

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках проекта «Уральский математический центр» (номер соглашения 075-02-2022-877).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brown W. Thermal Fluctuations of a Single-Domain Particle // Phys. Rev, 1963. V. 130, Iss.5, P. 1677–1686.
2. Ivanov A.O., Zverev V.S., Kantorovich S.S., Revealing the signature of dipolar interactions in dynamic spectra of polydisperse magnetic nanoparticles // Soft Matter, 2016, V.12(15), P. 3507-3513.
3. Ambarov A.V., Zverev V.S., Elfimova E.A., Numerical modeling of the magnetic response of interacting superparamagnetic particles to an ac field with arbitrary amplitude // Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering, 2020, V. 28, art. num. 085009.
4. Афанасьева Н. М., Вабищевич П. Н., Васильева М. В., Безусловно устойчивые схемы для задач конвекции-диффузии // Изв. вузов. Матем., 2013, Т. 3, С. 3–15.
5. Ambarov A.V., Zverev V.S., Elfimova E.A., Dynamic response of interacting superparamagnetic particles with aligned easy magnetization axes // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2020, V. 497, art. num. 166010.

СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА КЛАСТЕРОВ ИЗ СУПРАМОЛЕКУЛЯРНЫХ ПОЛИМЕРОВ С ОТДЕЛЬНЫМИ МАГНИТНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Зверев В.С.¹, Гупало М.А., Новак Е.В.

ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
г. Екатеринбург, Российская Федерация,
E-mail: vladimir.zverev@urfu.ru¹

Аннотация. В данной работе с помощью серии компьютерных экспериментов методом молекулярной динамики были изучены структурные свойства кластеров из супрамолекулярных полимеров, содержащих только 10% магнитных частиц. Оказалось, что несмотря на небольшую долю магнитных частиц дисперсия расслаивается на кластеры под влиянием взаимодействия Ван-дер-Ваальса. Однако внутренняя структура кластеров оказывается отличной от структуры кластеров, полученных расслоением дисперсии из полностью магнитных полимеров.

Ключевые слова: супрамолекулярные магнитные полимеры, молекулярная динамика, структурные свойства

STRUCTURE PROPERTIES OF CLUSTERS MADE OF SUPRAMOLECULAR POLYMERS WITH MAGNETIC BEADS

Zverev V.S.¹, Gupalo M.A., Novak N.V.

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation,
E-mail: vladimir.zverev@urfu.ru¹

Abstract. In this paper, using a series of computer experiments, the structural properties of clusters of supramolecular polymers containing only 10% of magnetic particles were studied by the method of molecular dynamics. It was found that despite the small proportion of magnetic particles, the dispersion is stratified into clusters under the influence of the Van der Waals interaction. However, the internal structure of clusters turns out to be different from the structure of clusters obtained by dispersion stratification from fully magnetic polymers.

Key words: supramolecular magnetic polymers, interparticle correlation, molecular dynamics, structural properties



ЗВЕРЕВ Владимир Сергеевич в 2013 году защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук. Область научных интересов: нелинейные уравнения в частных производных, численные и асимптотические методы.



ГУПАЛЮ Марина Александровна в 2020 году окончила магистратуру Института естественных наук и математики Уральского федерального университета по направлению «Математика. Прикладная математика». Продолжает работать в области магнитных мягких материалов в аспирантуре УРФУ



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

Комбинация полимеров и микро- или наночастиц является одним из наиболее успешных доступных подходов к разработке новых материалов с контролируемыми свойствами [1,2]. Одним из способов реализации этого потенциала является создание супрамолекулярных полимерных структур, в которых роль мономеров играют наночастицы. Управляемость этих структур может быть достигнута за счет использования магнитных наночастиц, получая выгоду не только из реакции мономеров на приложенное магнитное поле, но и из собственных магнитных межчастичных взаимодействий. Однако для полного контроля и достижения требуемых результатов необходимо фундаментальное понимание взаимодействия между размером мономера, шивкой, топологией супрамолекулярного полимера, с одной стороны, и магнитными, структурными и реологическими свойствами - с другой.

С помощью компьютерного моделирования методом молекулярной динамики нами было проведено теоретическое исследование структурных, магнитных и реологических свойств супрамолекулярных полимеров (СМП) с магнитными частицами [3]. Известно, что в случае дополнительного центрального притяжения между дипольными частицами (как в жидкости Штокмайера) вместо самосборки в линейные или разветвленные кластеры, такие системы претерпевают газожид-

костный фазовый переход с частицами, образующими каплевидные компактные агрегаты. Данная работа посвящена исследованию таких агрегатов (кластеров), образованных в данном случае супрамолекулярными полимерами, имеющими в своем составе только одну случайную магнитную частицу.

Каждый полимер, образующий кластер, представляет собой цепочку из коллоидных частиц, одна из которых, случайная, ферромагнитная (рис. 1).

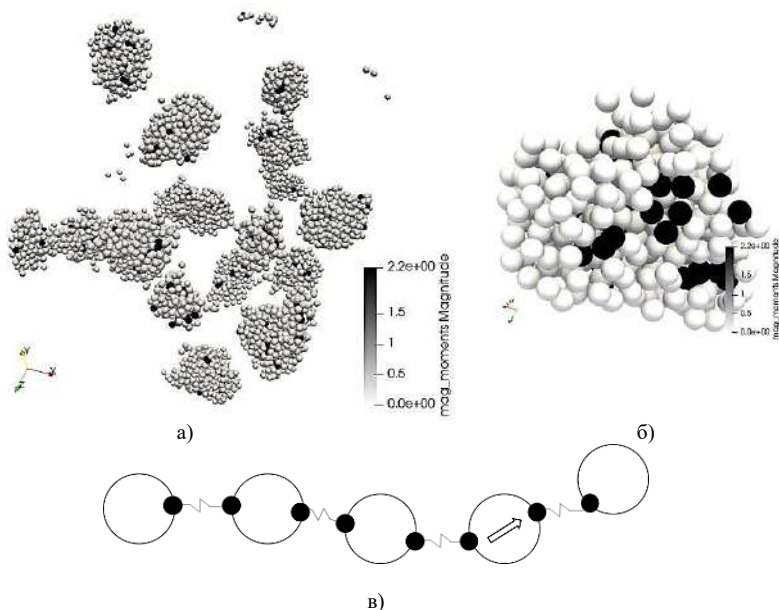


Рис. 1. а) Снепшот дисперсии СМП, б) отдельный кластер из СМП
в) схематичное представление СМП – цепочка магнитных частиц с полимерной связью между ними, стрелки обозначают направление магнитного момента

В данной работе рассматривались цепочки, собранные из 10 частиц одного размера, диаметром σ . Эффекты «сшивки» или перекрестной связи двух частиц моделировались пружиной с нелинейной эластичностью, концы которой прикреплены к поверхности «сшиваемых» частиц. Точки крепления пружин расположены на поверхности частицы на расстоянии половины диаметра от их центров. В качестве модели упругой связи был выбран FENE-потенциал

$$U_{FENE}(r) = -\frac{K_f}{2} r_m^2 \ln \left(1 - \left(\frac{r}{r_m} \right)^2 \right)$$

с параметрами $K_f = 10$ и $r_m = 1.5$, что обеспечивало расстояние между магнитными частицами в цепочке порядка одного диаметра. При расчетах учитывалось диполь-дипольное взаимодействие магнитных частиц в СМП, описываемое потенциалом:

$$U_{dip}(i, j) = \frac{(\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j)}{r^3} - 3 \frac{(\vec{m}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{m}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r^5},$$

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

Как и в [3] при моделировании использовалось дополнительное притяжение между частицами – взаимодействие всех со всеми, моделирующее притяжение Ван-дер-Вальса. Результатом симуляций стала система кластеров, содержащих несколько СМП (рис. 1.).

Исследование структуры образованных кластеров мы начали с изучения их формы. На рис. 2 представлены гистограммы, показывающие долю кластеров с заданной асферичностью b , рассчитанной по формуле:

$$b = \lambda_3^2 - \frac{1}{2}(\lambda_1^2 + \lambda_2^2)$$

где $\lambda_{1(2,3)}$ являются собственными значениями тензора гирации кластера. Параметр $b = 0$, если распределение частиц сферически симметрично. Очевидно, что образованные нашей системой кластеры не являются идеально сферическими.

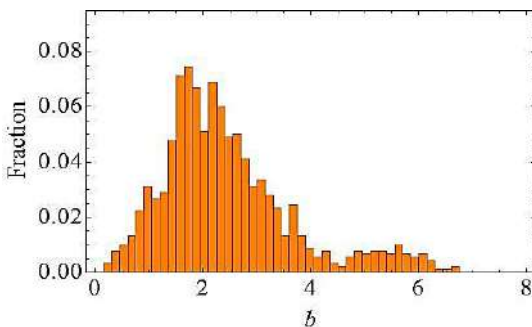


Рис. 2. Гистограммы, показывающие долю кластеров с заданной асферичностью b

На рис. 3 представлена доля полимеров, главная ось и вектор которых, соединяющие центр масс кластера и центр масс полимера, образуют $\cos \alpha$. Видно, что у изучаемых нами полимеров максимум приходится на $\cos \alpha = 0$, что говорит о тенденции к распределению полимеров по кольцу (наслаивание полимеров друг на друга) внутри кластера. Однако для полностью магнитных полимеров нами было получено [3], что цепочечные полимеры

имеют равномерное распределение внутри кластеров с некоторой тенденцией в сторону радиального распределения.

Как показано на рис. 4, где мы показали на графике доли мономеров с заданным числом ближайших соседей, на уровне мономеров все кластеры относительно плотные. Легкая асимметрия графиков не влияет на основной вывод. В данном аспекте нет никакой разницы с аналогичными СМП полностью из магнитных полимеров.

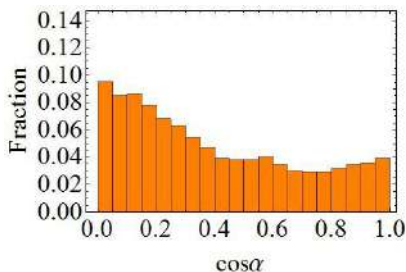


Рис. 3. Доля полимеров, главная ось и вектор которых, соединяющие центр масс кластера и центр масс полимера, образуют $\cos\alpha$

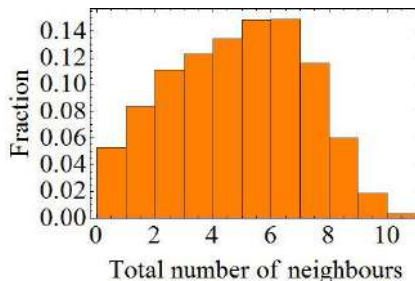


Рис. 4. Гистограмма общего количества соседей, которые каждый мономер имеет в кластере. Учитываются как мономеры из одного и того же СМП, так и из разных

Таким образом, нами были исследованы структурные свойства кластеров, сформированных из цепочечных полимеров, содержащих только один магнитный мономер. Оказалось, что введение такого небольшого числа магнитных частиц не влияет на поведение дисперсии в целом. В ней по-прежнему происходит расслоение на каплеподобные агрегаты, однако, исследование внутренней структуры этих агрегатов показывает отличия от аналогичных полностью магнитных кластеров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 19-72-10033). Авторы признательны Канторович С.С. за обсуждение реализации метода молекулярной динамики и полученных результатов. Компьютерные эксперименты были выполнены на вычислительном кластере Уральского федерального университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. C. Balazs, T. Emrick, and T. P. Russell. Nanoparticle polymer composites: Where two small worlds meet // *Science*. – 2006. – Т. 314. – С. 1107.
2. Alexandrov D. V., Zubarev A. Yu. Heterogeneous materials: metastable and non-ergodic internal structures // *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2019. № 2143 (377). С. 20180353.
3. Novak E. V. et al. The structure of clusters formed by Stockmayer supracolloidal magnetic polymers // *The European Physical Journal E*. – 2019. – Т. 42. – №. 12. – С. 158.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ НЕПОДВИЖНОГО КЛАСТЕРА МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

Зверев В.С.¹, Амбаров А.В., Елфимова Е.А.
ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
г. Екатеринбург, Российская Федерация,
E-mail: vladimir.zverev@urfu.ru¹

Аннотация. Работа посвящена компьютерному моделированию динамического магнитного отклика обездвиженных суперпарамагнитных наночастиц при действии переменного магнитного поля малой амплитуды. Предполагается, что оси легкого намагничивания частиц параллельны друг другу и внешнему переменному магнитному полю. Расчет динамического отклика базируется на стохастическом уравнении Ландау-Лившица-Гильберта. В случае пренебрежимо малого влияния диполь-дипольного взаимодействия результаты хорошо согласуются с имеющимися теоретическими моделями.

Ключевые слова: кластер частиц, магнитная анизотропия, динамическая восприимчивость, уравнение Ландау-Лившица-Гильберта, компьютерное моделирование

DYNAMIC SUSCEPTIBILITY OF AN IMMOBILIZED CLUSTER OF MAGNETIC NANOPARTICLES

Zverev V.S.¹, Ambarov A.V., Elfimova E.A.
Ural Federal University,
Ekaterinburg, Russian Federation,
E-mail: vladimir.zverev@urfu.ru¹

Abstract. The paper is devoted to computer modeling of the dynamic magnetic response of immobilized superparamagnetic nanoparticles under the action of a small-amplitude alternating magnetic field. It is assumed that the easy-axes of particles are parallel to each other and to the external alternating magnetic field. The calculation of the dynamic response is based on the stochastic Landau-Lifshitz-Hilbert equation. In the case of a negligibly small effect of the dipole-dipole interaction, qualitative and quantitative agreement with the available theoretical results is obtained.

Key words: cluster of particles, magnetic anisotropy, dynamic susceptibility, Landau-Lifshitz-Hilbert equation, computer modeling



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.



АМБАРОВ Александр Васильевич окончил институт естественных наук и математики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина. в 2018 году. Имеет четыре научные публикации, в том числе три статьи в иностранных журналах. В настоящее время является аспирантом кафедры теоретической и математической физики Уральского федерального университета. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета 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 кафедры математической физики Уральского федерального университета.

Анализ динамического спектра магнитной восприимчивости – экспериментальная техника исследования, которая позволяет характеризовать магнитное состояние образца [1]. Так, например, в работах [2,3] авторы использовали первую и третью гармоники намагниченности для объяснения данных о свойствах сплава Cu-Co. Ю.Л. Райхеру и В.И. Степанову удалось рассчитать спектры линейной и нелинейной динамической восприимчивости однодоменных магнитных частиц, обладающих магнитной анизотропией.

Свойства динамической магнитного отклика являются основой методов неинвазивной визуализации внутренней структуры MRI и MPI (magnetic resonance imaging, magnetic particle imaging) [4, 5]. В целях повышения чувствительности методик перспективно вместо традиционных однодоменных магнитных частиц использовать композитные материалы, такие как как многогранульные частицы [6].

Многогранульные магнитные наночастицы представляют собой кластеры обездвиженных суперпарамагнитных наночастиц («ядер»), встроенных в жесткую немагнитную полимерную матрицу [6,7]. Ядра оксида железа с характерными линейными размерами порядка 10 нм, вероятно, являются наиболее распространенным случаем. Размер са-

мих таких составных частиц может варьироваться от десятков до нескольких сотен нанометров. Данная работа посвящена теоретическому изучению динамической восприимчивости монодисперсного ансамбля суперпарамагнитных частиц, обездвиженных в немагнитной матрице в предположении отсутствия межчастичного диполь-дипольного взаимодействия с помощью методов компьютерного моделирования.

Для моделирования рассматривается набор из N частиц одного размера. Ориентация каждого магнитного момента \vec{m}_i для i -ой частицы описывается единичным вектором $\hat{m}_i = (\sin\theta_i \cos\varphi_i, \sin\theta_i \sin\varphi_i, \cos\theta_i)$, а модуль вектора равен m . Направление легкой оси намагничивания определяется единичным вектором $\hat{n}_i = (0, 0, 1)$. Переменное магнитное поле параллельно направлению осей легкого намагничивания $\vec{H} = (0, 0, h_a \cos \omega t)$, где h_a – амплитуда переменного поля, ω – частота, t – время, $\vec{h} = (0, 0, \cos \omega t)$.

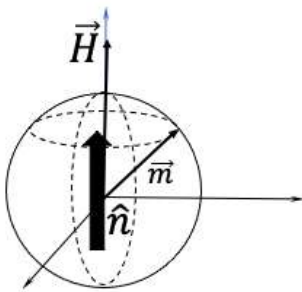


Рис. 1. Схема анизотропной магнитной частицы

Динамика намагничивания одной магнитной наночастицы моделируется стохастическим уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma(\vec{m} \times \vec{H}^*) - \gamma\lambda\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}^*).$$

В данном уравнении феноменологически описывается прецессия магнитного момента с выстраиваем вдоль эффективного поля \vec{H}^* с безразмерным параметром демпфирования λ . Параметр γ обозначает гиромагнитное отношение. Эффективное поле складывается из энергии системы и теплового шума $\Delta\vec{W}_{LLG}^*$

$$\vec{H}^* = -\frac{\partial U}{\partial \vec{m}} + \Delta\vec{W}_{LLG}^*.$$

Энергия системы определяется энергией взаимодействия с внешним полем и вкладом от кристаллографической магнитной анизотропии

$$\frac{U}{k_B T} = -\alpha(\vec{m} \cdot \vec{h}) - \sigma(\vec{m} \cdot \hat{n}),$$

где $\alpha = \mu_0 m h_a / k_B T$, σ – параметры Ланжевена и магнитной энергетической барьер магнитной кристаллографической анизотропии, k_B – постоянная Больцмана. Тепловой шум моделируется как случайный процесс с нормальным распределением и следующими параметрами для их моментов

$$\langle \Delta(\Delta \vec{W}_{LLG}^*) \rangle_i = 0,$$

$$\langle \Delta(\Delta \vec{W}_{LLG}^*) \rangle_i(t) \Delta(\Delta \vec{W}_{LLG}^*) \rangle_j(s) = 2D_{LLG} \delta_{ij} \delta(t-s), D_{LLG} = \frac{\lambda}{1 + \lambda^2} \frac{k_B T}{\gamma m}.$$

Флуктуационно-диссипационная теорема позволяет упростить проведение моделирования и вычисления динамического спектра восприимчивости $\chi(\omega)$ для полей малой амплитуды с помощью вычисления автокорреляционной функции $C(t)$ и формулы

$$\frac{\chi(\omega)}{\chi(0)} = 1 + i\omega \int_0^\infty C(t) \exp i\omega t dt, \quad C(t) = \frac{\langle M^*(t)M^*(0) \rangle}{\langle M^*(0)M^*(0) \rangle}.$$

Для вычисления автокорреляционной функции используется нормированная величина намагниченности системы

$$M^* = \frac{M}{M_{sat}} = \frac{1}{Nm} \sum_i (\vec{m}_i)_z,$$

где $(\vec{m}_i)_z$ – компонента намагниченности вдоль поля. Симуляции выполнены в пакете для проведения вычислительных экспериментов методом молекулярной динамики Espresso [8], модифицированном для расчетов обладающих магнитной кристаллографической анизотропией благодаря добавлению в расчетную схему решение уравнения Ландау-Лившица-Гильберта.

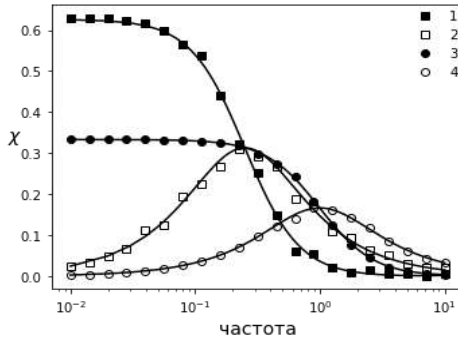


Рис. 2. Динамическая восприимчивость. Точки 1 и 2 – действительная и мнимая части динамической восприимчивости при $\sigma=0$, точки 3 и 4 – действительная и мнимая части динамической восприимчивости при $\sigma=3$. Линии соответствует теоретическим выражениям из [9]

На рис. 2 представлены результаты проведения симуляции для значений параметра магнитной анизотропии $\sigma=0$ и $\sigma=3$. Результаты хорошо согласуются с теоретическим описанием из работы [9].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-02-00358 А).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jönsson P. и др. Nonlinear dynamic susceptibilities of interacting and noninteracting magnetic nanoparticles // J. Magn. Magn. Mater. 2000. Т. 222. № 1–2. С. 219–226.
2. Raikher Y.L., Stepanov V.I. Linear and cubic dynamic susceptibilities of superparamagnetic fine particles // Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys. 1997. Т. 55. № 22. С. 15005–15017.
3. Raikher Y.L., Stepanov V.I. Nonlinear dynamic susceptibilities and field-induced birefringence in magnetic particle assemblies // Adv. Chem. Phys. 2004. Т. 129. С. 419–588.
4. Eberbeck D. et al. Multicore magnetic nanoparticles for magnetic particle imaging // IEEE Transactions on Magnetics. – 2012. – Т. 49. – №. 1. – С. 269-274.
5. Lim E.K. et al. Hyaluronan-modified magnetic nanoclusters for detection of CD44-overexpressing breast cancer by MR imaging // Biomaterials. 2011. Т. 32. №. 31. С. 7941-7950.
6. Gutiérrez L. et al. Synthesis methods to prepare single-and multi-core iron oxide nanoparticles for biomedical applications // Dalton Transactions. – 2015. – Т. 44. – №. 7. С. 2943-2952.
7. Kuznetsov A.A. Zero-field and field-induced interactions between multicore magnetic nanoparticles // Nanomaterials. – 2019. – Т. 9. – №. 5. – С. 718.
8. Weik F. et al. ESPResSo 4.0—an extensible software package for simulating soft matter systems // The European Physical Journal Special Topics. – 2019. – Т. 227. – №. 14. – С. 1789-1816.
9. Ambarov A.V, Zverev V.S., Elfimova E.A. Numerical modeling of the magnetic response of interacting superparamagnetic particles to an ac field with arbitrary amplitude // Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering. 2020. № 8 (28). С. 085009.

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ МЕТОДОМ ОБРАТНЫХ КРИВЫХ (НАМАГНИЧЕННОСТИ) ПЕРВОГО ПОРЯДКА

Добросердова А.Б. ^{1,a}, Канторович С.С. ^{a,b}

^aФГАОУВО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», г. Екатеринбург, Российская Федерация,

^bУниверситет г. Вена, г. Вена, Австрия,

E-mail: Alla.Dobroserdova@urfu.ru¹

Аннотация. В данной работе рассмотрена простейшая модель магнитных эластомеров, в рамках которой ограничения накладываются только на перемещение магнитных частиц. Магнитные свойства эластомера исследуются методом обратных кривых намагниченности первого порядка. Кроме того, диаграммы распределения обратных кривых намагниченности первого порядка соотносятся с распределением полей переключения.

Ключевые слова: магнитоактивные эластомеры, намагниченность, обратные кривые первого порядка, распределение обратных кривых первого порядка, распределение полей переключения, компьютерное моделирование.

STUDY OF MAGNETIC ELASTOMERS BY THE FIRST ORDER REVERSAL (MAGNETISATION) CURVES METHOD

Dobroserdova A.B. ^{1,a}, Kantorovich S.S. ^{a,b}

^aUral Federal University, Ekaterinburg, the Russian Federation,

^bUniversity of Vienna, Vienna, Austria

E-mail: Alla.Dobroserdova@urfu.ru¹

Abstract. In this research, we consider the simplest model of magnetic elastomers, within which restrictions are imposed only on the movement of magnetic particles. The magnetic properties of an elastomer are studied by the method of first order reversal (magnetisation) curves (FORCs). In addition, the FORCs distribution diagrams correspond to the distribution of the switching fields.

Key words: magnetoactive elastomers, magnetisation, first order reversal curves, first order reversal curves distribution, switching field distribution, computer simulations.



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 10 научных статей в реферируемых журналах.



КАНТОРОВИЧ Софья Сергеевна в 2004 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Цепочные 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 эластомеры – это системы из магнитных частиц, которые распределены в немагнитной эластичной матрице. Магнитные частицы имеют размер от нескольких нанометров до нескольких микрометров, обладают собственными магнитными моментами. В рамках математического моделирования магнитный момент дипольных частиц может быть представлен в виде вектора, величина которого постоянна, а направление зависит от внутренней структуры частицы и направления внешнего магнитного поля.

Такие системы могут быть взяты за основу для важного класса смарт-материалов, формой, механическим и реологическим поведением которых наряду с их физическими свойствами можно управлять внешним магнитным полем [1–3].

Магнитный отклик и самоорганизация внедренных в немагнитную матрицу магнитных частиц связаны со структурными свойствами полимерной матрицы. Такие системы, как правило, обладают свойствами очень быстрого и сильного отклика на внешнее стимулирование, контролируемой эластичности и анизотропного поведения, обратимой деформации, что представляет большой интерес в области технологических применений. Именно поэтому данные системы можно использовать для дизайна адаптивных демпфирующих устройств, вибрационных поглотителей, жестких настраиваемых креплений, мягких силовых приводов и микроманипуляторов, датчиков силы и искусственных мышц [4–5].

Модель магнитных эластомеров

Взаимодействие между двумя дипольными частицами можно точно описать потенциалом магнитного диполь-дипольного взаимодействия [6]:

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

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.

Магнитные частицы взаимодействуют с внешним магнитным полем, что может быть описано энергией Зеемана:

$$U_{\vec{H}}(i) = -(\vec{m}_i, \vec{H}),$$

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

Потенциал Вика-Чендлера-Андерсена [7] используется для описания отталкивания типа «мягкие сферы»:

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

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 [8].

Немагнитная эластичная матрица представляется упругим взаимодействием. Визуально это можно представить следующим образом: магнитные частицы моделируются с прикрепленными к ним пружинками. Упругое взаимодействие определяется по типу классического гармонического потенциала:

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

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

Простейшая модель магнитных эластомеров заключается в моделировании магнитных частиц с одной прикрепленной к ним пружинкой. Один конец пружинки крепится к центру дипольной частицы, а второй – к специально созданной в пространстве «точке крепления» (далее кавычки будут опущены), соответствующей равновесному положению магнитной частицы. В этом случае эластичная матрица ограничивает только перемещение магнитных частиц.

Результаты компьютерного моделирования

Компьютерное моделирование методом молекулярной динамики проводится в программной среде ESPResSo [9], которая представляет собой пакет программ для исследования физических, химических и молекулярно-биологических систем с помощью метода молекулярной динамики. Отличительной чертой моделирования является тот факт, что никакая микроструктура не закладывается на начальном этапе компьютерного эксперимента, положение всех частиц и магнитных моментов определяется случайным образом.

На первом шаге компьютерного моделирования необходимо получить кривые намагниченности рассматриваемых систем, имеющие форму гистерезиса. Значение внешнего магнитного поля H_{\max} соответствует намагниченности насыщения M_{sat} . Отрезок $[-H_{\max}, H_{\max}]$ необходимо разделить на 100 равных промежутков, точки деления бу-

дуг значениями внешнего магнитного поля при выполнении компьютерного моделирования. Диаметр разбиения является шагом по полю H_{step} . Сначала величина внешнего магнитного поля будет увеличиваться на шаг по полю H_{step} от нуля до значения H_{max} , после этого значения поля будут уменьшаться на величину H_{step} до значения, равного $-H_{max}$, а затем значение поля снова будет увеличиваться до значения H_{max} . Вычислив в каждой точке поля значение намагниченности, можно получить кривую намагниченности исследуемой системы.

Обратные кривые намагниченности первого порядка начинают моделироваться с точек внешнего магнитного поля $H \in [-H_{max}, H_{max}]$, расположенных на части основной кривой намагниченности при движении от максимального магнитного поля к минимальному, заключительным значением внешнего магнитного поля для обратных кривых первого порядка является H_{max} .

Если известны обратные кривые намагниченности первого порядка, то можно найти их распределение, используя метод, описанный в работах К. Пайка [10]. Для начала можно найти распределение полей переключения:

$$SFD(H_a, H_b) = \frac{\partial M(H_a, H_b)}{\partial H_b}.$$

Распределение обратных кривых первого порядка находится с помощью следующей смешанной второй производной:

$$\rho(H_a, H_b) \equiv -\frac{\partial^2 M(H_a, H_b)}{\partial H_a \partial H_b} = -\frac{\partial SFD(H_a, H_b)}{\partial H_a}, \quad H_b \geq H_a.$$

где $H_a \in [-H_{max}, H_{max}]$ – это обратное внешнее магнитное поле, начиная с которого строится обратная кривая намагниченности, $H_b \in (H_a, H_{max}]$ – значение текущего магнитного поля, для которого вычисляется значение намагниченности, $M(H_a, H_b)$ – значение намагниченности на обратной кривой, начинающейся с обратного поля H_a , в точке H_b . На рис. 1 схематично представлена обратная кривая намагниченности первого порядка.

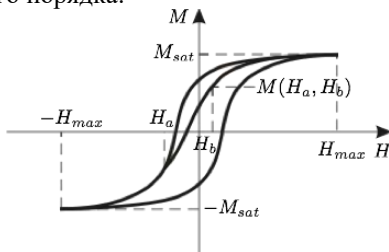


Рис. 1. Обратная кривая намагниченности первого порядка

После этого удобно преобразовать координаты для перехода от системы координат $\rho(H_b, H_a)$ к новой системе $\rho(H_c, H_u)$ следующим образом:

$$H_c \equiv \frac{H_b - H_a}{2}, \quad H_u \equiv \frac{H_b + H_a}{2}.$$

Величина $H_c \in [0, H_{max}]$ представляет собой коэрцитивность частиц, а величина $H_u \in [-H_{max}, H_{max}]$ – локальное поле взаимодействия. Диаграммы распределения обратных кривых намагниченности первого порядка будут строиться в координатах (H_c, H_u) . Переход от координат $\rho(H_b, H_a)$ к координатам $\rho(H_c, H_u)$ соответствует повороту диаграммы на угол $\frac{3\pi}{4}$ по часовой стрелке.

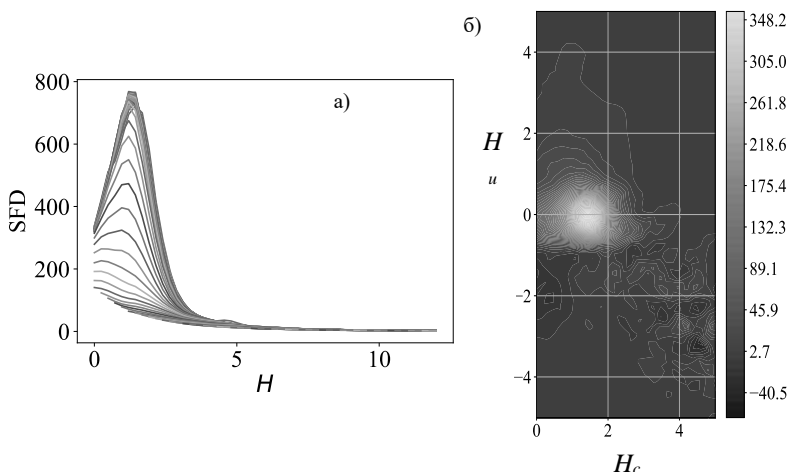


Рис. 2. а) Распределение полей переключения. б) Диаграмма распределения обратных кривых намагниченности первого порядка

На рис. 2 представлены графики распределения полей переключения (а) и обратных кривых намагниченности первого порядка (б). Исследуемая система имеет следующие параметры: магнитный момент $|\bar{m}| = 2$, жесткость пружин $K \in [30, 40]$. Центр пика на FORCs диаграмме расположен примерно в точке $H_c = 1.5$. На графике 1а видно, что большинство кривых имеют пики примерно в той же точке.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 21-52-12013 ННИО_а.

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.
4. 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.
5. 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.
6. Парселл, Э. Берклевский курс физики / Э. Парселл. М.: Наука, 1983. Т. II. Электричество и магнетизм.
7. 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.
8. 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.
9. Extensible Simulation Package for Research on Soft matter systems. – Mode of access <http://espressomd.org>.
10. Pike Ch. R., R. A. P. Characterizing interactions in fine magnetic particle systems using first order reversal curves / R. A. P. Pike, Ch. R., K. L. Verosub // *Journal of Applied Physics.* 1999. V. 85. P. 6660.

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ ГЕЛЕЙ ТИПА «CORE-SHELL»

Добросердова А.Б.^{1,а}, **Канторович С.С.**^{а,б}
^аФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
г. Екатеринбург, Российская Федерация,
^бУниверситет г. Вена, г. Вена, Австрия,
E-mail: Alla.Dobroserdova@urfu.ru¹

Аннотация. В настоящем исследовании рассматриваются магнитные гели типа «core-shell» («ядро-оболочка»). Исследование проводится с помощью компьютерного моделирования методом молекулярной динамики и направлено на изучение магнитных, реологических и структурных свойств.

Ключевые слова: магнитные гели, ядро-оболочка, компьютерное моделирование

STUDY OF “CORE-SHELL” MAGNETIC GELS

Dobroserdova A.B.^{1,а}, **Kantorovich S.S.**^{а,б}
^аUral Federal University, Ekaterinburg, the Russian Federation,
^бUniversity of Vienna, Vienna, Austria
E-mail: Alla.Dobroserdova@urfu.ru¹

Abstract. “Core-shell” magnetic gels are currently being investigated. The study was carried out using Molecular Dynamics Simulations and focus on the study of magnetic, rheological and structural properties.

Key words: magnetic gels, core-shell, computer simulation



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 10 публикаций, из которых более 10 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

Сочетание магнитных частиц нано- и/или микроразмера и полимерной матрицы привело к созданию нового класса мягких материалов [1–3]. Среди них наиболее активно изучаются магнитные гели, в которых полимерная матрица набухает под действием жидкости-носителя [4–5], и магнитомягкие эластомеры, также известные как магнитореологические эластомеры [3].

Характерная для этих материалов связь между магнитными взаимодействиями и деформацией полимерной матрицы делает их очень перспективными для различных технологических применений, таких как адаптивные демпфирующие устройства, виброгасители, искусственные мышцы и многие другие [6–7]. Однако несмотря на растущий научный и промышленный интерес, который вызывают магнитные гели и эластомеры, их свойства еще далеки от полного понимания.

Данная работа является продолжением по исследованиям магнитных нано- и микрогелей, результаты которых опубликованы в работах [8–11].

Модель магнитных гелей «core-shell»

В рамках данной работы рассматриваются магнитные гели типа «core-shell» («ядро-оболочка»). Они моделируются следующим образом. Ядро геля состоит из шести полимеров, каждый из которых состоит из 100 сферических частиц. Частицы в полимере связаны 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 в виде пружинок.

Далее эти 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.

Короткодействующее отталкивание между частицами описывается потенциалом Вика-Чендлера-Андерсена [12]:

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

где σ – характерный диаметр частицы, ε соответствует энергетической шкале стерических взаимодействий, $r_c = 2^{\frac{1}{6}} \sigma$ – расстояние, на котором

принято «обрезать» потенциал Леннард-Джонса [13]. Потенциал Вика-Чендлера-Андерсена используется для описания отталкивания типа «мягкие сферы».

После того, как сшитое из полимеров ядро достигает состояния термодинамического равновесия, создается оболочка из 100 полимеров, которые крепятся к самым удаленным от центра ядра частицам с помощью классического гармонического потенциала. Мы рассматриваем две различные длины полимеров в оболочке: либо все полимеры состоят из 10 частиц, либо из 20 частиц.

Далее в систему вводятся магнитные частицы, взаимодействие между которыми точно описывается потенциалом магнитного диполь-дипольного взаимодействия [14]:

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

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.

Мы рассматриваем два типа магнитных гелей. В первом случае магнитные частицы присутствуют только в ядре: 10% сферических частиц ядра заменяются магнитными. Во втором случае дополнительно 10% частиц оболочки заменяются магнитными.

Результаты компьютерного моделирования

Компьютерное моделирование проводилось в программной среде ESPResSo [15–17], которая представляет собой пакет программ для исследования физических, химических и молекулярно-биологических систем с помощью метода молекулярной динамики.

Нано- или микрогель имеет форму, близкую к сферической. Если начать движение от центра этой сферы и условно строить сферы, постепенно увеличивая радиус с постоянным шагом, то в каждом полученном слое можно вычислить долю частиц, находящихся в этом слое. Такие профили плотности частиц представлены на рисунке.

Графики а) и б) построены для гелей с оболочкой из 10 частиц, графики в) и г) – для гелей с оболочкой из 20 частиц. На графиках а) и в) представлены результаты для геля только с магнитным ядром, на графиках б) и г) – для гелей с магнитными ядром и оболочкой. Для

всех графиков выбран параметр магнитного диполь-дипольного взаимодействия $\lambda = 6$. Пунктирные линии относятся к частицам ядра, штрих-пунктирные линии представляют частицы оболочки, а сплошные линии – это все частицы геля суммарно.

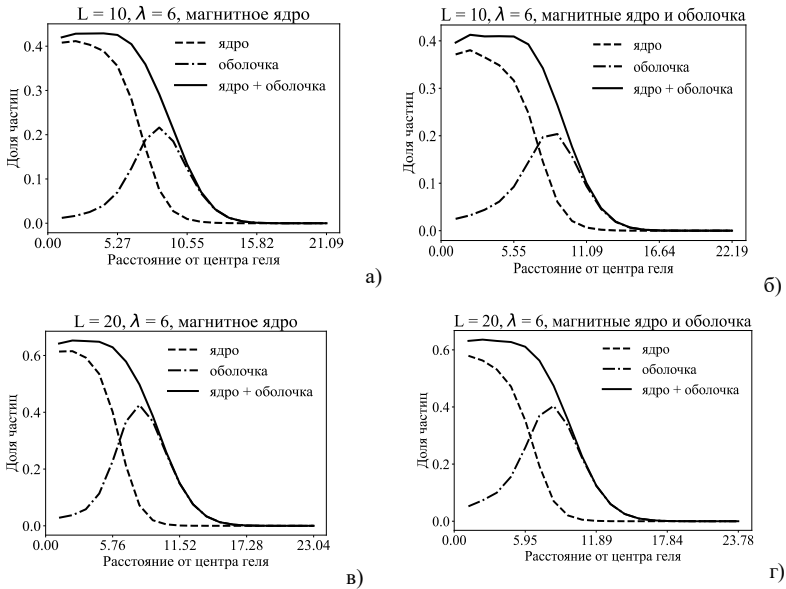


Рисунок. Профили плотности частиц в магнитных гелях: а) гель с магнитным ядром, полимеры в оболочке состоят из 10 частиц; б) гель с магнитными ядром и оболочкой, полимеры в оболочке имеют длину 10; в) гель с магнитными ядром и длиной полимеров в оболочке 20; г) гель с магнитными ядром и оболочкой, длина полимеров в оболочке составляет 20. Параметр L – длина полимеров в оболочке.

На небольшом расстоянии от центра геля преобладают частицы ядра, однако, в небольшом количестве присутствуют и частицы оболочки. Когда расстояние от центра геля превышает расстояние, на котором пересекаются пунктирная и штрих-пунктирная линии, наблюдается преобладание частиц оболочки с небольшим количеством ядерных частиц. Из этих графиков можно сделать вывод, что полимеры оболочки частично проникают в ядро. Такое поведение геля можно объяснить самоорганизацией магнитных частиц, стремящихся к образованию кластеров. Можно отметить, что увеличение интенсивности магнитного диполь-дипольного взаимодействия приводит к большей кластеризации магнитных частиц. Наличие магнитных частиц в оболочке геля способствует увеличению

кластеризации с магнитными частицами в ядре, что приводит к большему проникновению полимеров оболочки в ядро геля.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-12-00209.

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. Zrinyi. – 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.
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. Tschöpe, 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. The influence of the magnetic filler concentration on the properties of a microgel particle: Zero-field case / E. S. Minina, P. A. Sánchez, Ch. N. Likos, S. S. Kantorovich // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2018. – Vol. 459. – PP. 226–230.
9. Studying synthesis confinement effects on the internal structure of nanogels in computer simulations / E. S. Minina, P. A. Sánchez, Ch. N. Likos, S. S. Kantorovich // *J. Mol. Liq.* – 2019. – Vol. 289. – Art. Num. 111066.
10. Novikau I. S. The influence of an applied magnetic field on the self-assembly of magnetic nanogels / I. S. Novikau, P. A. Sánchez, S. S. Kantorovich // *J. Mol. Liq.* – 2020. – Vol. 307. – Art. Num. 112902.
11. Suspensions of magnetic nanogels at zero field: Equilibrium structural properties / I. S. Novikau, E. S. Minina, P. A. Sánchez, S. S. Kantorovich // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2020. – Vol. 498. – Art. Num. 166152.
12. 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.
13. 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.
14. Парселл, Э. Берклевский курс физики / Э. Парселл – М.: Наука, 1983. – Т. II. Электричество и магнетизм.
15. Extensible Simulation Package for Research on Soft matter systems. – Mode of access <http://espressomd.org>.
16. 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.
17. 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.

МИКРОСТРУКТУРА И МАКРОСВОЙСТВА МАГНИТНЫХ МЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ С АНИЗОТРОПНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Акишева А.В., Пьянзина Е.С.¹

ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
г. Екатеринбург, Российская Федерация,
E-mail: elena.pyanzina@urfu.ru¹

Аннотация. В данной работе проведено исследование, основанное на комбинации аналитических методов и компьютерного эксперимента, которое позволяет определить все недостатки и преимущества высокотехнологичного использования отдельных магнитных анизотропных наночастиц эллипсоидальной формы с различным направлением магнитного момента внутри каждой частицы (вдоль и перпендикулярно главной оси вращения) под воздействием внешнего магнитного поля и без него. Были рассчитаны намагниченность и радиальная функция распределения, изучено влияние параметров системы на данные макроскопические величины и их связь с различными сценариями самоорганизации эллипсоидов.

Ключевые слова: анизотропные магнитные частицы, самоорганизация, магнитное дипольное взаимодействие, магнитные свойства, молекулярная динамика, компьютерные эксперименты, кластерный анализ

MICROSTRUCTURE AND MACROPROPERTIES OF MAGNETIC SOFT MATERIALS WITH ANISOTROPIC PARTICLES

Akisheva A.V., Pyanzina E.S.¹

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation,
E-mail: vladimir.zverev@urfu.ru¹

Abstract. In this work, a study based on a combination of analytical methods and a computer experiment was carried out, which makes it possible to determine all the disadvantages and advantages of the high-tech use of individual magnetic anisotropic ellipsoidal nanoparticles with different directions of the magnetic moment inside each particle (along and perpendicular to the main axis of rotation) under the influence of an external magnetic fields without it. The magnetization and radial distribution function were calculated, the influence of system parameters on these macroscopic quantities and their relationship with various scenarios of self-organization of ellipsoids was studied.

Key words: anisotropic magnetic particles, self-assembling, magnetic dipole interaction, magnetic properties, molecular dynamics, computer experiments, cluster analysis



АКИШЕВА Анна Владимировна в 2022 году окончила аспирантуру Института естественных наук и математики Уральского федерального университета по направлению «Математическое моделирование, численные методы и комплексы программ».



П'ЯНЗИНА Елена Сергеевна, доцент кафедры теоретической и математической физики Уральского федерального университета. В 2011 г. защитила диссертацию по теме «Микроструктура и магнитные свойства бидисперсных феррожидкостей с цепочечными агрегатами». Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами УрФУ, Президента РФ, РФФИ, РНФ.

Технологии создания смарт-материалов в последнее время интенсивно развиваются и выходят на новый уровень благодаря множеству причин, среди которых можно выделить следующие: развивается синтез новых композитных полимерных материалов с контролируемыми свойствами и создаются новые магнитные частицы, обладающие анизотропией формы [1] и анизотропной внутренней структурой [2, 3]. Для управления термодинамическими свойствами таких систем можно использовать как внешние факторы (температура, электрические и магнитные поля), так и параметры их микроструктурных единиц (форма, структура, топология) [4]. Новым направлением в данной области являются системы с магниточувствительными компонентами [5].

Данная работа представляет собой комплексное исследование, основанное на комбинации аналитических методов и компьютерного эксперимента, отдельных магнитных анизотропных наночастиц эллипсоидальной формы с различным направлением магнитного момента внутри каждой частицы (вдоль и перпендикулярно главной оси вращения) под воздействием внешнего магнитного поля и без него. Такие частицы очень перспективны в медико-биологических приложениях. А их сочетание с эластичной матрицей открывает широкие перспективы.

В работе рассматривался эллипсоид вращения с различной ориентацией магнитного момента: вдоль и перпендикулярно главной оси вращения (рис. 1). Соотношение полуосей эллипсоида показывает параметр $X_0=b/a$, и если это соотношение $X_0<1$, то эллипсоид называется "сплюснутым". Иначе, если $X_0>1$, эллипсоид называется «вытянутым». В данной работе был рассмотрен именно этот тип. Таким образом, X_0 – это параметр, показывающий, насколько эллипсоид отличается от сферы.

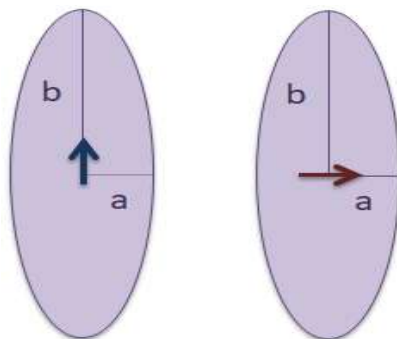


Рис. 1. Схематическое изображение части

Для моделирования системы магнитных анизотропных наночастиц был выбран метод молекулярной динамики. Для исследования в широком диапазоне параметров была рассмотрена система, состоящая из 512 наночастиц. Магнитный момент каждой наночастицы был выбран равным $m^2 = 1; 2; 3; 4; 5$. Значение параметра соотношения полуосей эллипсоида равнялось $X_0 = 1.1; 1.4; 1.7; 2.0; 2.3$), величина приложенного внешнего магнитного поля варьировалась в диапазоне от 0 (отсутствие поля) до 10. Для всех параметров частиц рассматривались системы с одинаковой числовой плотностью ρ . Во всех симуляциях были приняты периодические граничные условия, вычисления проводились в среде ESPResSo [6].

Прежде всего были изучены магнитные свойства, а именно, начальная восприимчивость (рис. 2). Для случая параллельной главной оси ориентации начальная восприимчивость частиц, форма которых близка к сферической, быстрее возрастает и достигает более высоких значений, чем в случае эллипсоидных частиц. Таким образом, с ростом анизотропии формы уменьшается не только абсолютное значение восприимчивости, но и ее относительное изменение. Перпендикулярная ориентация магнитного момента не влияет на начальную восприимчивость так существенно, как в предыдущем случае. Увеличение магнитного момента приводит к росту начальной восприимчивости, в то время как форма частицы практически не оказывает на нее влияния.

Для более точного понимания причины такого поведения был проведен кластерный анализ. Было показано, что в зависимости от ориентации магнитного момента и формы частицы, в системе преобладают кластеры разных типов с разной ориентацией магнитных моментов внутри него, что согласуется с основным состоянием системы, а также

влияет на макроскопическое поведение системы. С ростом магнитного момента для близких к сферическим частиц в системе растет количество конфигураций «голова-хвост». При ориентации магнитного момента перпендикулярно оси вращения тенденция сохраняется и в случае системы с эллипсоидальными частицами. А в системе эллипсоидальных частиц с магнитным моментом, параллельным главной оси, подавляющее большинство составляют антипараллельные пары. Все это (изменение размеров кластеров и ориентации магнитных моментов внутри кластера) объясняет поведение начальной восприимчивости.

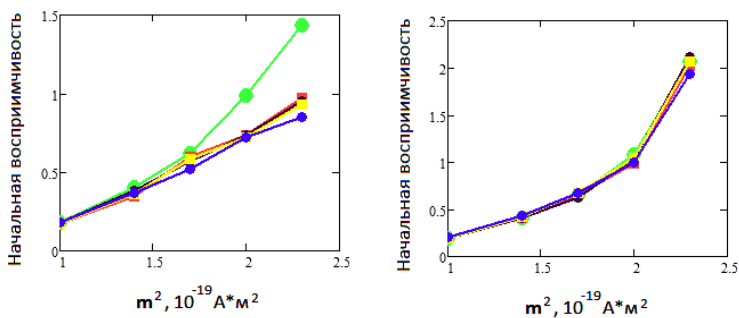


Рис. 2. Графики начальной восприимчивости для ориентации магнитного момента вдоль (слева) и перпендикулярно (справа) главной оси вращения эллипсоида.

При изучении микроструктуры системы можно использовать так называемую радиальную функцию распределения (RDF). Она представляет собой плотность вероятности обнаружения двух частиц на заданном расстоянии друг от друга и может быть получена из экспериментов по рассеиванию. Было показано, что в случае почти сферических частиц первый и второй пик радиальной функции распределения растет с увеличением магнитного момента для обеих ориентаций. Это соответствует данным, полученным в результате кластерного анализа, и соответствует поведению начальной восприимчивости. Для вытянутых частиц вид RDF радикально различается при разных ориентациях магнитных моментов. Для ориентации момента вдоль главной оси увеличение магнитного момента не приводит к качественным изменениям и радиальная функция распределения системы подобна функции системы немагнитных эллипсоидов без кластеров. А вот в случае магнитного момента перпендикулярно оси вращения эллипсоида происходит качественное изменение поведения радиальной функции распределения и для больших значений момента RDF системы подобна RDF системы, содержащей цепочки из магнитных сфер.

При изучении влияния внешнего поля оказалось, что форма частиц и положение магнитного момента влияют на начальный участок намагниченности (см. Рис. 3). Данные показывают интересное поведение: при ориентации магнитного момента вдоль главной оси эллипсоида для практически сферических частиц (соотношение полуосей $X_0=1.1$) начальный рост намагниченности идет намного быстрее, чем для вытянутых частиц ($X_0=2.3$). Это связано с микроструктурой системы: при $X_0=1.1$ в системе уже есть цепочки, которые потом скоррелировано реагируют на внешнее поле. А для $X_0=2.3$ система достаточно однородна, с некоторыми вкраплениями антипараллельных пар (вставки на рис. 3).

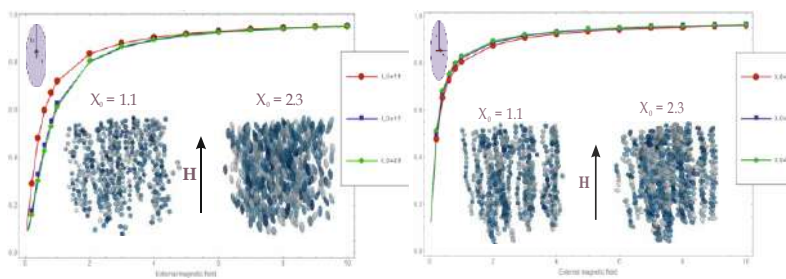


Рис. 3. Графики намагниченности для ориентации магнитного момента вдоль (слева) и перпендикулярно (справа) главной оси вращения эллипсоида. Вставки – снимки из компьютерных экспериментов

Поэтому необходимо более сильное магнитное поле, чтобы выровнять такие частицы вдоль направления поля. Однако для системы с магнитным моментом, направленным перпендикулярно главной оси эллипсоида поведение намагниченности совсем иное. Во-первых, рост намагниченности происходит более круто, во-вторых, различные кривые для всех форм частиц небольшое. Это связано с тем, что для частиц любой формы при нулевом поле в системе уже образуются цепочки (см. графический файл), которые потом легче ориентируются по полю. Также интересно отметить, что наиболее быстро растет начальный участок для вытянутых частиц. Это может быть связано с тем, что цепочки из таких частиц более жесткие, так как форма вытянутого эллипсоида не дает частицам «скатываться» друг с друга и они сильнее реагируют на внешнее поле. Все это дает большое разнообразие микроструктуры системы и, варьируя форму, величину и направление магнитного момента, а также внешнее поле, можно создавать «умные» магнитные мягкие материалы с уникальными свойствами

Дальше были изучены смеси магнитных и немагнитных эллипсоидов мы выбрали системы с соотношением полуосей $X_0=3$ и 5 и различными концентрациями, а также направлением магнитного момента вдоль главной оси. Рассматриваемые соотношения магнитных и немагнитных частиц были следующими: 30/70, 50/50 и 70/30. Была рассчитана начальная восприимчивость таких систем, так как магнитный отклик системы очень важен для различных приложений. Оказалось, что с ростом величины магнитного момента в системе происходит структурный переход: сначала начальная восприимчивость растет, а потом становится практически нулевой. Это связано с тем, что основным состоянием вытянутых эллипсоидов является антипараллельная пара, которая становится устойчивой с ростом величины магнитного момента. А ее общий магнитный момент достаточно мал, и восприимчивость такого объекта намного ниже, чем у пары частиц с ориентацией голова-хвост. Также было проведено сравнение поведения смесей эллипсоидов с аналогичными системами магнитных дисков (аналогичных эллипсоидов с магнитным моментом перпендикулярным главной оси). Оказалось, что при больших значениях магнитного момента диски образуют «стопочки», в которых магнитные моменты направлены голова-хвост, а эллипсоиды образуют плоские структуры толщиной в один эллипсоид, с антипараллельной ориентацией моментов (рис. 4). В настоящий момент ведется работа по расчету динамической восприимчивости смесей эллипсоидов.

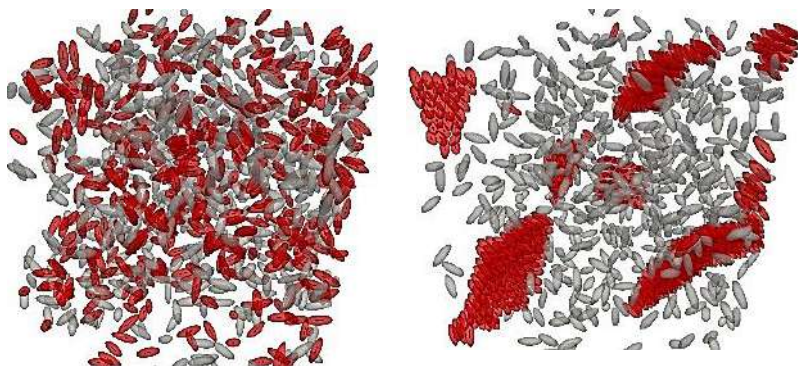


Рис. 4. Снепшоты из компьютерных экспериментов для соотношения магнитных и немагнитных эллипсоидов 50/50. Слева для $m=3.2$, справа для $m=4.5$

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 19-72-10033). Компьютерные эксперименты были выполнены на вычислительном кластере Уральского федерального университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

4. Rossi L. et al. Cubic crystals from cubic colloids // *Soft Matter* – 2011. – Vol. 7. – P. 4139–4142.
5. Baraban L. et al. Frustration-induced magic number clusters of colloidal magnetic particles // *Phys. Rev.* – 2008. – Vol. 77. – P. 031407.
6. Smoukov S. et al. Reconfigurable responsive structures assembled from magnetic Janus particles // *Soft Matter*. – 2009. – Vol. 5. – P. 1285–1292.
7. Ulijn R. V. Enzyme-responsive materials: a new class of smart biomaterials // *J. Mater. Chem.*, – 2006. – Vol. 16, №23. – P. 2217-2225.
8. Filipcsei G. et al. Magnetic field-responsive smart polymer composites // *Adv. Polym. Sci.* – 2007. – Vol. 206. – P. 137–189.
9. Limbach H.J. et al.. ESPResSo – an extensible simulation package for research on soft matter systems // *Comput. Phys. Commun.* – 2006. – Vol. 174, №9. – P. 704.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ МЕТОДОМ КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН

Хохрякова К.А., Мизева И.А., Шмыров А.В.

Институт механики сплошных сред, филиал ПФИЦ УрО РАН
г. Пермь, Российская Федерация
E-mail: bca@icmm.ru

Аннотация. В работе представлены результаты экспериментального исследования зависимости поверхностного натяжения магнитной жидкости (МЖ) от величины напряженности и ориентации постоянного магнитного поля методом капиллярных волн. Особенность метода капиллярных волн (МКВ) заключается в наложении периодических малоамплитудных возмущений немагнитной природы (акустической волны) и бесконтактной регистрации профиля субмиллиметровых цилиндрических капиллярных волн с помощью цифровой интерферометрии.

Ключевые слова: магнитная жидкость, поверхностное натяжение, интерферометрия, тензиометрия, магнитное поле, капиллярные волны

MAGNETIC FLUID SURFACE TENSION MEASUREMENT USING THE CAPILLARY WAVES METHOD

Khokhryakova C.A., Mizeva I.A., Shmyrov A.V.

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

Annotation: The results of an experimental study of the magnetic fluid (MF) surface tension depending on the strength and orientation of the constant magnetic field by the capillary waves method is presented in the article. A specific feature of the capillary wave method (CWM) is the imposition of periodic low-amplitude perturbations of a non-magnetic nature (acoustic wave) and non-contact registration of the profile of submillimeter cylindrical capillary waves using digital interferometry.

Keywords: magnetic fluid, surface tension, interferometry, tensiometry, magnetic field, capillary waves



ХОХРЯКОВА Кристина Андреевна, окончила Пермский государственный педагогический университет в 2007 году. В 2015 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук по теме: «Деформация горизонтального слоя феррожидкости на жидкой подложке под действием магнитного поля». Имеет более 50 научных публикаций, в том числе 25 статей в рецензируемых научных изданиях, 17 статей в иностранных журналах. В настоящее время является научным сотрудником лаборатории динамики дисперсных систем в ИМСС УрО РАН.



МИЗЕВА Ирина Андреевна, окончила Пермский государственный университет в 2004 году. В 2008 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук по теме: «МГД турбулентность в межзвездной среде: модели и анализ карт поляризованного радиоизлучения». Имеет более 70 научных публикаций, в том числе 46 статей в рецензируемых научных изданиях, 40 статей в иностранных журналах. В настоящее время является научным сотрудником лаборатории физической гидродинамики в ИМСС УрО РАН.



ШМЫРОВ Андрей Викторович, окончил Пермский государственный университет в 1998 году. Имеет более 80 научных публикаций, в том числе 34 статьи в рецензируемых научных изданиях, 28 статей в иностранных журналах. В настоящее время является научным сотрудником лаборатории гидродинамической устойчивости в ИМСС УрО РАН.

Введение.

Прямые измерения поверхностного натяжения магнитной жидкости, находящейся в контакте с другой немагнитной несмешивающейся средой, по-прежнему вызывают большой интерес ученых [1, 2]. Можно выделить две основные тенденции: определение длины волны зарождающейся пиковой неустойчивости свободной и межфазной поверхностей в ортогональном магнитном поле [3] и сравнение формы капли магнитной жидкости, растянутой в продольном поле, с формой смоделированной капли [4, 5]. Первый метод ограничен использованием размагничивающего фактора тонкого слоя феррожидкости, а второй определяется формой эллипса или сферы. Плюсы и минусы обоих методов при постановке двумерных задач были получены в [6], где капиллярные эффекты играют существенную роль из-за толщины МП, расположенного в ячейке Хеле-Шоу.

В работе представлены результаты экспериментального исследования зависимости поверхностного натяжения МЖ от величины напряженности и ориентации постоянного магнитного поля методом капиллярных волн [7, 8]. Особенность метода капиллярных волн (МКВ) за-

ключается в наложении периодических малоамплитудных возмущений немагнитной природы (акустической волны) и бесконтактной регистрации профиля субмиллиметровых цилиндрических капиллярных волн с помощью цифровой интерферометрии [8]. Данный метод позволяет избежать неустойчивости поверхности при докритических величинах ортогонального подмагничивающего поля и корректно учесть размагничивающий фактор при расчете магнитного давления (неустойчивость Розенцвейга). В случае использования метода капиллярных волн амплитуда качания плоскости межфазной границы не превосходит по величине 0.1 градуса, что меньше амплитуды качания под действием фоновых вибрационных колебаний. Таким образом, характеристики возбуждаемой волны оказываются нечувствительны к прямому воздействию магнитного поля, что позволяет измерить свойства межфазной поверхности, взаимная ориентация вектора нормали, к которой и вектора напряженности магнитного поля в процессе измерения не нарушается.

Методика эксперимента.

В ходе опыта МЖ заливалась в стеклянную ячейку диаметром 6 см с толщиной слоя 2–3 мм и помещалась в область однородного магнитного поля в центре системы двух кольцевых катушек радиусом $R=8$ см и с числом витков $n=298$, ориентированных симметрично относительно общей оси (система катушек Гельмгольца).

Измерение поверхностного натяжения МЖ в ортогонально направленном магнитном поле H_{\perp} осуществлялось с помощью МКВ [7, 8], адаптированного для работы с непрозрачными средами с учетом влияния магнитного поля на ее структурные элементы (рис. 1).

Регистрация мгновенной карты рельефа межфазной поверхности проводилась методом оптической интерференции опорного и предметного пучков. Луч от He-Ne лазера 1, проходящий систему линз, преобразовывался в плоскопараллельный пучок диаметром ~ 1 см. Опорный пучок, имеющий плоский волновой фронт, формировался при отражении исходного пучка от плоскопараллельной стеклянной пластины 2. Предметный пучок проходил сквозь пластину 2 и крышку кюветы 3, отражался от свободной поверхности МЖ 4, заполняющей рабочую ячейку 5, и интерферировал с опорным на матрице видеокамеры 6 (Baumer TXG50, Германия). Изображение с камеры передавалось на персональный компьютер, где в режиме реального времени с помощью программного пакета IntelliWave (Mahr GmbH, Германия) осуществлялась расшифровка интерферограмм и восстановление формы волнового фронта.

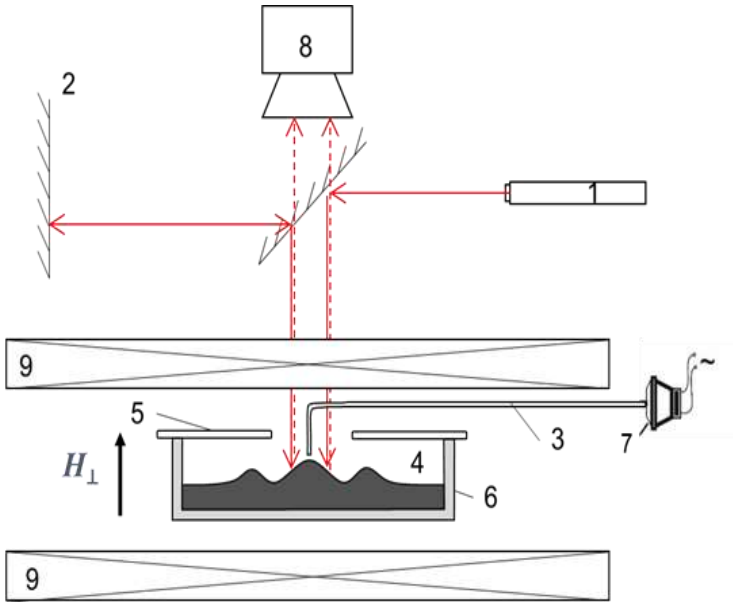


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:
 1 – лазер, 2 – опорная поверхность, 3 – волновод, 4 – свободная поверхность МЖ,
 5 – крышка кюветы, 6 – рабочая ячейка, 7 – динамик, 8 – оптическая система,
 9 – катушки Гельмгольца

Капиллярные волны на свободной поверхности МЖ возбуждались акустическими колебаниями в диапазоне частот 300–700 Гц от миниатюрного динамика 7, который был подключён к генератору синусоидальных колебаний. Для локализации воздействия упругих волн от механически колеблющейся мембраны динамика использовалась медная трубка-волновод 8 с керамическим наконечником, который подводился к границе раздела на расстояние порядка 0.1 мм. Длина волновода 8 подбиралась таким образом, чтобы динамик располагался за пределами катушек Гельмгольца для уменьшения влияния магнитного поля на частоту колебаний мембраны.

Полученные в ходе экспериментов профили поверхности после предварительной обработки в IntelliWave (рис. 2) аппроксимировались уравнением цилиндрической волны в пакете Mathematica [7, 8]:

$$z(x, y) = \frac{A}{\sqrt{r}} e^{-\beta r} \Re \left[e^{-i(\omega t + kr)} \right] + z_0; \quad (1)$$

что позволяло определить волновое число k (с точностью до 0.1%) и коэффициент затухания пространственных возмущений границы раздела β , характеризующий поверхностную реологию межфазной границы [9].

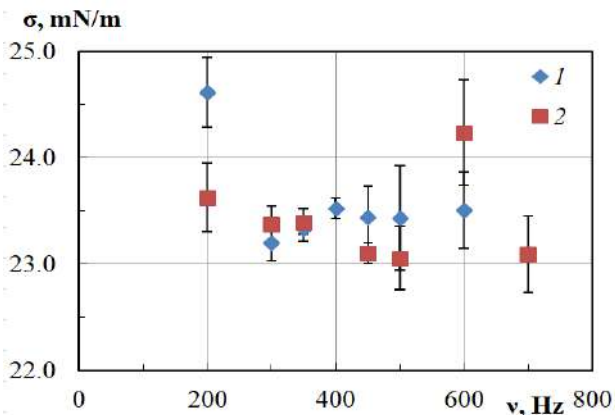


Рис. 2. Поверхностное натяжение керосина в зависимости от частоты колебаний

Т.к. амплитуда колебаний магнитной жидкости мала, то ее поверхность можно рассматривать как линейную систему, для которой выполняется принцип суперпозиции, т.е. алгебраическое сложение эффектов. В этом случае вязкие, магнитные и гравитационно-капиллярные эффекты алгебраически складываются как независимые друг от друга. Поскольку динамическая вязкость жидкости η влияет на скорость распространения капиллярной волны [10], то ее учитывать в итоговом дисперсионном соотношении. Для магнитной жидкости дисперсионное уравнение гравитационно-капиллярных поверхностных волн должно быть модифицировано с учетом вертикального однородного магнитного поля. В итоге получаем сумму независимых друг от друга слагаемых в дисперсионном соотношении, из которого далее поверхностное натяжение σ определялось по формуле:

$$\sigma = \frac{\rho}{k^3} (\omega^2 - gk) + \frac{\mu_0 H^2}{k} \left(\frac{\chi^2}{(1 + \chi_0)(2 + \chi_0)} \right) + \sqrt{\frac{8\omega\eta^3}{\rho}} - \frac{4k\eta^2}{\rho} \quad (1)$$

где σ – поверхностное натяжение, $\omega = 2\pi\nu$ – угловая частота акустических колебаний; g – ускорение свободного падения. Измерения проводились при температуре окружающего воздуха (23 ± 1)°C.

Результаты эксперимента.

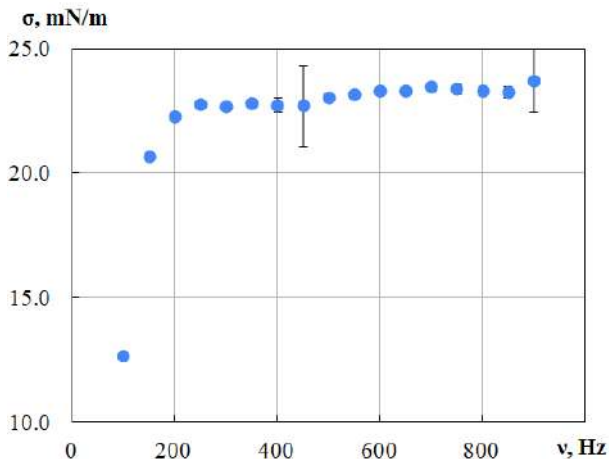


Рис. 3. Поверхностное натяжение декана в зависимости от частоты колебаний

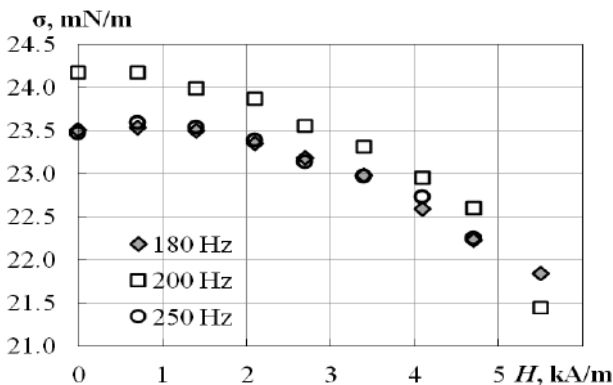


Рис. 3. Зависимость поверхностного натяжения МЖ на декане, рассчитанного по формуле (1), от напряженности продольно направленного магнитного поля H

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 20-01-00648_a.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Latikka, M. Wetting of ferrofluids: Phenomena and control / M. Latikka, M. Backholm, J. Timonen, R. Ras // Current Opinion in Colloid & Interface Science. 2018. Vol. 36. P. 118–129.

2. Khokhryakova (Bushueva), C. Deformation of ferrofluid floating drop under the action of magnetic field as method of interface tension measurement / C. Khokhryakova (Bushueva), K. Kostarev, A. Shmyrova // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2019. Vol. 101. P. 186–192.
3. Amin, M.S. Surface Tension Measurement Techniques of Magnetic Fluids at an Interface Between Different Fluids Using Perpendicular Field Instability / M.S. Amin, S. Elborai, S.-H. Lee, X. He, M. J. Zahn // *Ap. Phys.* 2005. Vol. 97. P. 1–3.
4. Sudo, S. Measurement of the Surface Tension of a Magnetic Fluid and Interfacial Phenomena / S. Sudo, H. Hashimoto, A. Ikeda // *JSME International J.* 1989. Vol. 32. P. 47–51.
5. Afkhami, S. Deformation of a hydrophobic ferrofluid droplet suspended in a viscous medium under uniform magnetic fields / S. Afkhami, A.J. Tyler, Y. Renardy, M. Renardy, T.G.St. Pierre, R.C. Woodward, J.S. Riffle // *J. Fluid Mech.* – 2010. – Vol. 663. – P. 358–384.
6. Flament, C. Measurements of ferrofluid surface tension in confined geometry / C. Flament, S. Lacin, J. -C. Bacri, A. Cebers, S. Neveu, R. Perzynski // *Phys. Rev. E.* – 1996. – Vol. 53. – P. 4801.
7. Шмырова, А.И. Модификация метода капиллярных волн / А.И. Шмырова, И.А. Мизёва, П.А. Артамонова // *Вестник Пермского Университета. Физика*. 2018. № 3. Т. 41. С. 32–38.
8. Shmyrov, A. Capillary wave method: an alternative approach to wave excitation and to wave profile reconstruction / A. Shmyrov, A. Mizev, A. Shmyrova, I. Mizeva // *Physics of Fluids*. – 2019. – Vol. 1, No. 31. – P. 012101(8).
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. Теоретическая физика: т.VI (3-е изд., перераб. М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1986. 736 с.)
10. Behroozi F., Smith J., Even W. Stokes' dream: Measurement of fluid viscosity from the attenuation of capillary waves // *Am. J. Phys.* 2010. No. 78. Vol. 11. P. 1165–9.

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

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ТЕПЛООБМЕНА В МНОГОПОТОЧНЫХ СИСТЕМАХ

Жуков В.П., Барочкин А.Е., Фомичев М.Д.

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет
имени В.И. Ленина»,
Иваново, Российская Федерация
E-mail: zhukov-home@yandex.ru

Аннотация. В рамках разработанной модели многопоточных аппаратов с гетерогенными средами сформулирована и решена обратная задача теплообмена. Полученное решение задачи позволяет выбрать эффективную технологическую систему при заданных нормируемых параметрах теплоносителей.

Ключевые слова: обратная задача, математическая модель, многопоточные системы, баланс массы, баланс энергии, гетерогенные потоки

SOLUTION OF THE INVERSE PROBLEM OF HEAT TRANSFER IN MULTITHREAD SYSTEMS

Zhukov V.P., Barochkin A.E., Fomichev M.D.

Ivanovo State Power Engineering University,
153003, Ivanovo, Russian Federation;
E-mail: zhukov-home@yandex.ru

Abstract. Within the framework of the developed model of multi-flow devices with heterogeneous media, the inverse problem of heat transfer is formulated and solved. The obtained solution of the problem makes it possible to choose an efficient technological system for given normalized parameters of heat carriers.

Key words: inverse problem, mathematical model, multiflow systems, mass balance, energy balance, heterogeneous flows

ЖУКОВ Владимир Павлович, заведующий кафедрой прикладной математики ИГЭУ, д.т.н., профессор, член ряда диссертационных советов по защите кандидатских и докторских диссертаций. Является научным руководителем и исполнителем ряда международных проектов по новым методам математического моделирования процессов в гетерогенных средах.

БАРОЧКИН Алексей Евгеньевич, доцент кафедры тепловых электрических станций ИГЭУ, к.т.н., доцент. Специалист в области математического моделирования тепломассообменных процессов в гетерогенных средах. Имеет многочисленные публикации по этой проблематике.

ФОМИЧЕВ Максим Дмитриевич, аспирант ИГЭУ, специалист в области моделирования тепломассообменных процессов, имеет ряд публикаций по этой тематике.

По способу использования математических моделей в инженерной практике следует выделять прямые и обратные задачи. Прямые задачи обычно ориентированы на проведение поверочных расчетов, при выполнении которых предполагается подбор оборудования из стандартного ряда, при фиксированных конструктивных параметрах, а расчетом проверяются возможности оборудования для конкретного случая [1]. В обратных задачах на основе математической модели реализуются как правило проектные расчеты, которые ориентированы на выбор конструктивных и режимных параметров, обеспечивающих эффективную работу оборудования [2]. Разработка адекватных методов расчета и их использование для решения обратных задач проектирования является актуальной задачей энергетики и смежных отраслей промышленности.

Объектом исследования являются системы теплообменных аппаратов [3]. В качестве предмета исследования рассматривается постановка и решение обратных задач проектирования многопоточных теплообменных систем, в которых реализуются прямоточные и противоточные режимы движения теплоносителей [4].

Ранее нами рассмотрена постановка и решение обратной задачи теплообмена для двухпоточных теплообменных аппаратов [4]. В предлагаемой работе выполнено развитие данного подхода на случай трехпоточного теплообмена. Температуры трех потоков теплоносителей обозначим t_1, t_2, t_3 . Расчетная схема процесса теплопередачи с указанием направления движения потоков теплоносителей представлена на рис. 1.

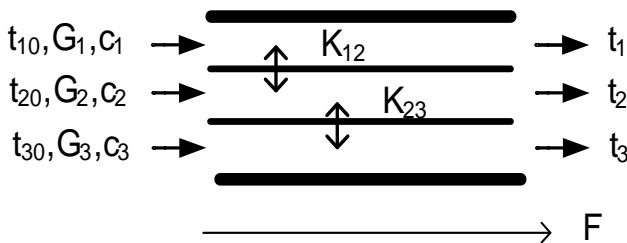


Рис.1. Расчетная схема трехпоточного теплообменного аппарата с указанием направления движения потоков теплоносителей и потоков тепловой энергии за счет теплопередачи

Математическая модель теплопередачи в виде системы трех дифференциальных уравнений относительно температур t_1, t_2 и t_3 при отсутствии в них фазового перехода записывается следующим образом [4]:

$$\begin{cases} \frac{dt_1}{dF} = -a_1 \cdot t_1 + a_1 \cdot t_2 \\ \frac{dt_2}{dF} = a_2 \cdot t_1 - (a_2 + a_3) \cdot t_2 + a_3 \cdot t_3, \\ \frac{dt_3}{dF} = -a_4 \cdot t_2 + a_4 \cdot t_3 \end{cases} \quad (1)$$

где t_1, t_2, t_3 – искомые температуры трех теплоносителей; $a_1 = k_{12} / (c_1 G_1)$, $a_2 = k_{12} / (c_2 G_2)$, $a_3 = k_{23} / (c_2 G_2)$, $a_4 = k_{23} / (c_3 G_3)$, c – удельная теплоемкость; k – коэффициент теплопередачи; G – расход теплоносителя; одинарный индекс показывает номер теплоносителя, двойной индекс коэффициента теплопередачи соответствует номерам теплоносителей, между которыми происходит теплопередача.

Решение системы (1) при начальных условиях $t_1|_{F=0} = t_{10}$, $t_2|_{F=0} = t_{20}$, $t_3|_{F=0} = t_{30}$ записывается в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} & -1 & 0 & 0 \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} & 0 & -1 & 0 \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_{10} \\ t_{20} \\ t_{30} \\ t_1 \\ t_2 \\ t_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Система (2) включает три уравнения, записанные относительно шести температур. Произвольно задавая три температуры, можно определять оставшиеся три неизвестные температуры из решения системы. Для унификации и автоматизации составления модели при решении обратной задачи система (2) дополняется тремя уравнениями связи, с помощью которых задаются известные значения параметров теплоносителей:

$$\begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} & -1 & 0 & 0 \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} & 0 & -1 & 0 \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_{10} \\ t_{20} \\ t_{30} \\ t_1 \\ t_2 \\ t_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \bar{t}_{10} \\ \bar{t}_{20} \\ \bar{t}_{30} \end{pmatrix} \quad (3)$$

или в матричном виде

$$\mathbf{T} = \mathbf{B} \mathbf{T}_0, \quad (4)$$

$$\text{где } \mathbf{B} = \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} & -1 & 0 & 0 \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} & 0 & -1 & 0 \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \mathbf{T} = \begin{pmatrix} t_{10} \\ t_{20} \\ t_{30} \\ t_1 \\ t_2 \\ t_3 \end{pmatrix}, \mathbf{T}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \bar{t}_{10} \\ \bar{t}_{20} \\ \bar{t}_{30} \end{pmatrix}$$

где $\bar{t}_{10}, \bar{t}_{20}, \bar{t}_{30}$ – численные значения известных параметров теплоносителей. Следует отметить, что позиция размещения единиц в трех последних строках матрицы \mathbf{B} соответствует температуре теплоносителя, задаваемого численно в данной строке: единица в первой позиции (столбце) – t_{10} , во второй позиции – t_{20} , в третьей – t_{30} , в четвертой – t_1 , в пятой – t_2 , в шестой – t_3 .

Расчетный анализ для предложенного решения обратной задачи выполняется аналогично случаю при двухпоточной ступени, приведенному в работе [4]. Следует отметить, что число вариантов задания исходных данных равно числу сочетаний 3 из 6. Число таких комбинаций равно 20, и для каждого конкретного случая эти задачи при технологической необходимости могут быть решены аналитическим или численным методом [4].

Для численного решения обратной задачи по предложенному алгоритму разработана компьютерная программа в среде MATLAB. Найдено решение задачи в виде зависимости температуры теплоносителей вдоль поверхности теплообмена для различных вариантов задания исходных данных, что позволяет при проведении проектных расчетов выбирать наиболее эффективную организацию теплообмена по выбранному технологическому или экономическому критерию.

Выводы

В рамках проведенных исследований сформулирована и решена обратная задача трехпоточного теплообмена. Полученное решение задачи позволяет выбрать эффективную технологическую систему при заданных нормируемых параметрах теплоносителей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Майков В.П. Введение в системный анализ. - М.: МГУИЭ, 2005. - 100 с.
2. Цой П.В. Системные методы расчета краевых задач тепло-массопереноса. - М.: МЭИ, 2005. - 568 с.
3. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача: учебник для вузов. - М.: Энергоатомиздат, 1981. - 416 с.
4. Матричный метод решения обратной задачи теплопередачи в теплообменных аппаратах / В.П. Жуков, А.Е. Барочкин, М.С. Боброва и др. // Вестник ИГЭУ. – 2021. – №. 2. – С. 62-69. DOI: 10.17588/2072-2672.2021.2.062-069

КАПИЛЛЯРНОЕ ДВИЖЕНИЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**Закинян А.Р.¹, Туркин С.Д., Кононенко Д.В., Семенова С.А.,
Татова И.В., А.А.М. Ахмед**

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

Аннотация. Исследовано влияние однородного стационарного магнитного поля на динамику капиллярного поднятия магнитной жидкости в одиночном цилиндрическом капилляре и в пористой среде. Показано, что магнитное поле может замедлять, а также ускорять процесс капиллярного движения в зависимости от ориентации магнитного поля. Магнитное поле также влияет на величину высоты максимального поднятия магнитной жидкости.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитное поле, капиллярность, пористая среда

CAPILLARY MOTION OF MAGNETIC FLUID IN POROUS MEDIA IN A HOMOGENEOUS MAGNETIC FIELD

**Zakinyan A.R.¹, Turkin S.D., Kononenko D.V., Semenova S.A.,
Tatova I.V., A.A. M. Akhmed**

North-Caucasus Federal University,
Russian Federation, 355017 Stavropol, 1 Pushkin str,
E-mail: zakinyan.a.r@mail.ru¹

Annotation. The influence of a homogeneous stationary magnetic field on the dynamics of capillary rises of magnetic fluid in a single cylindrical capillary and in a porous medium is studied. It is shown that the magnetic field can slow down as well as accelerate the process of capillary motion depending on the orientation of the magnetic field. Magnetic field also affects the height of maximum rise of magnetic fluid.

Key words: magnetic fluid, magnetic field, capillarity, porous medium

Капиллярный эффект является важной областью исследований, поскольку имеет множество применений в науке, промышленности и повседневной жизни. Исследования течения феррожидкости через пористые среды выявили некоторые новые особенности, связанные с возможностью воздействия внешних магнитных полей. Из-за малого размера дисперсных частиц феррожидкость может протекать через пористые среды под действием гравитационных сил, градиентов давления, капиллярных и магнитных сил. Поток феррожидкости можно

управлять с помощью воздействия внешним магнитным полем и без прямого физического контакта. Управление движением жидкости в пористых средах (которые являются немагнитными) без прямого доступа к жидкости может иметь важные области применения.

Для лучшего понимания механизмов такого управления потоком с помощью магнитного поля важно изучить поведение феррожидкости в отдельной капиллярной трубке, что и было выполнено в ходе исследования. Отметим, что стационарная высота (как характеристика капиллярной силы) феррожидкости в отдельном капилляре под действием однородного магнитного поля ранее была проанализирована в работах [1, 2]. Влияние однородного магнитного поля на динамику подъема магнитной жидкости в вертикальном цилиндрическом капилляре было проанализировано в работе [3]. Было обнаружено, что из-за деформации жидкого мениска в магнитном поле, направленном поперек капилляра, происходит уменьшение высоты и скорости подъема жидкости в капилляре. Капиллярный подъем феррожидкости под воздействием неоднородного магнитного поля, создающего объемную силу, изучался в работе [4]. Представленная здесь работа расширяет предыдущие работы, рассматривая динамику капиллярного подъема феррожидкости в пористых средах под действием однородных магнитных полей.

Исследования были проведены с использованием визуальных методов наблюдения для регистрации движения фронта смачивания. Благодаря наличию магнитных свойств у магнитной жидкости в качестве альтернативы измерения высоты поднятия был предложен метод косвенных вычислений посредством измерения индуктивности.

Вначале была исследована зависимость высоты поднятия магнитной жидкости в капилляре от времени при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля, сонаправленного с осью капилляра (рис. 1).

Предполагая, что форма мениска представляет из себя половину эллипсоида, составим уравнение динамики капиллярного поднятия магнитной жидкости. Возникающая вследствие искривления поверхности жидкости разность давлений записывается в виде:

$$\Delta p = 2\sigma \frac{b}{R^2}, \quad (1)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения (Н/м), b – длина полуоси эллипсоида (м), форму которого приобретает мениск, R – радиус капилляра (м).

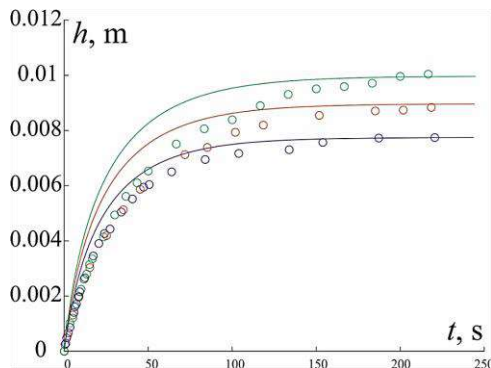


Рис. 1. Временная зависимость высоты поднятия феррожидкости в одиночном цилиндрическом капилляре в магнитном поле, сонаправленном с осью капилляра. Сплошные линии – теоретические зависимости; точки – экспериментальные данные

Максимальное поднятие магнитной жидкости в капилляре определяется выражением:

$$h_{max} = \frac{\Delta p}{\rho g}, \quad (2)$$

где Δp – лапласово давление (Па), ρ – плотность (кг/м^3).

Дифференциальное уравнение динамики поднятия магнитной жидкости имеет вид:

$$\dot{h} = \frac{\Delta p}{\rho g} - g - \frac{1}{2} \frac{\dot{h}^2}{h} - \frac{8\eta}{\rho R^2} \dot{h}, \quad (3)$$

η – вязкость феррожидкости ($\text{Па}\cdot\text{с}$).

Проанализировав поведение феррожидкости в отдельной капиллярной трубке, перейдем к исследованию капиллярного движения магнитной жидкости в пористых средах. На рис. 2 представлены зависимости относительного изменения индуктивности соленоида, заполненного пористой средой, в процессе капиллярного поднятия в ней феррожидкости от времени при различных напряженностях постоянного магнитного поля, перпендикулярного оси катушки, аналогично и для сонаправленного с осью катушки (рис. 3).

Сделаем пересчет индуктивности на высоту и построим график зависимости абсолютного значения высоты поднятия магнитной жидкости в пористой среде от времени (рис. 4) следующим образом. Представим индуктивность в виде суммы индуктивностей (L_1 – часть катушки до фронта смачивания, L_2 – выше фронта смачивания)

$$L = L_1 + L_2, \quad (4)$$

$$L_1 = \mu \mu_0 n^2 S h(t) \theta_1(h), \quad (5)$$

θ – коэффициент Нагаока, S – площадь поперечного сечения соленоида (м^2),

$$L_2 = \mu_0 n^2 S (l_0 - h(t)) \theta_2 (l_0 - h), \quad (6)$$

l – длина соленоида, n – число витков на единицу длины соленоида (м^{-1}), μ_0 – магнитная постоянная, μ – магнитная проницаемость магнитной жидкости.

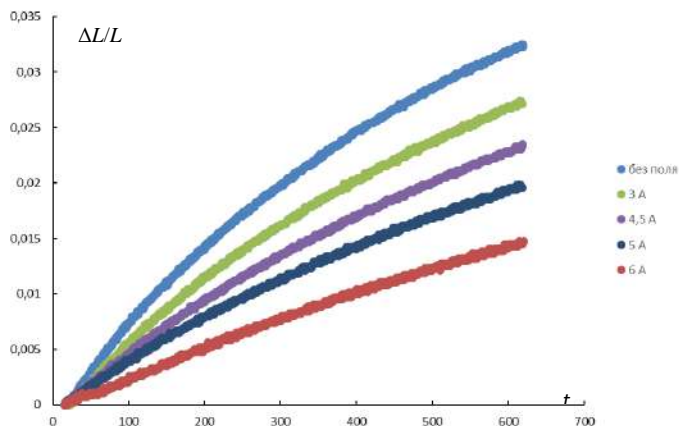


Рис. 2. Графики зависимости относительного изменения индуктивности от времени при различных напряженностях постоянного магнитного поля, перпендикулярного оси катушки

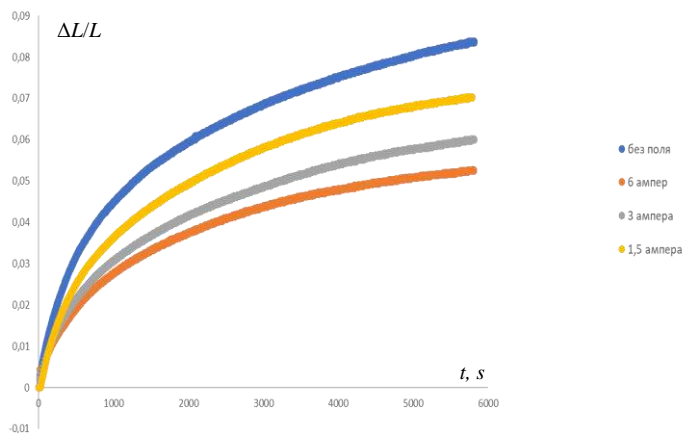


Рис. 3. Графики зависимости относительного изменения индуктивности от времени при различных напряженностях постоянного магнитного поля, сонаправленного с осью катушки

Было получено нелинейное уравнение, связывающее абсолютную высоту поднятия с измеренной индуктивностью катушки:

$$\frac{L'}{l_0 S'} h(t) \theta_1(h) + \frac{L_0}{l_0 \theta_0} (l_0 - h(t)) \theta_2(l_0 - h(t)) - L(t) = 0. \quad (7)$$

На рис. 4 представлено сопоставление данных, полученных в результате визуальных наблюдений и с помощью магнитных измерений. Как видно, наблюдается количественное согласие данных, полученных разными методами.

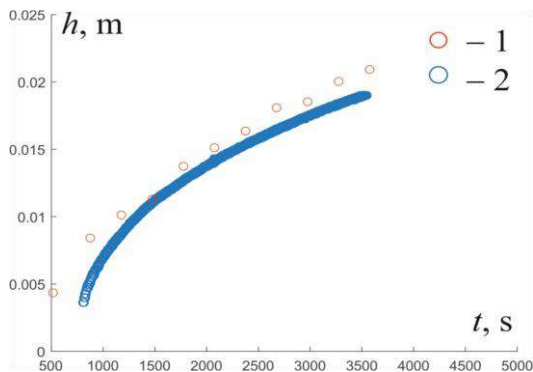


Рис. 4. Зависимость абсолютного значения высоты поднятия магнитной жидкости в пористой среде от времени (1 – экспериментальная зависимость, полученная методом визуального наблюдения, 2 – экспериментальная зависимость, полученная путем пересчета индуктивности измерительной катушки)

Таким образом, в настоящей работе был исследован линейный капиллярный перенос феррожидкости в отдельной цилиндрической трубе и в пористой среде. Экспериментальное исследование выявило новые аспекты влияния внешнего магнитного поля на капиллярный поток феррожидкости. Некоторые полученные экспериментальные результаты были теоретически проанализированы. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов показывает, что они находятся в качественном согласии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bashtovoi V., Kuzhir P., Reks A. Capillary ascension of magnetic fluids // J. Magn. Mater. 2002. Vol. 252. P. 265–267.
2. Lee C.-P., Chang H.-C., Lai M.-F. Magnetocapillary phenomenon affected by magnetic films // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 109. 07E310.
3. Bashtovoi V., Bossis G., Kuzhir P., Reks A. Magnetic field effect on capillary rise of magnetic fluids // J. Magn. Mater. 2005. Vol. 289. P. 376–378.
4. Zakinyan A., Dikansky Y., Grunenko V., Mkrtchyan L. Ferrofluid capillary rise in porous medium under the action of nonuniform magnetic field // J. Fluids Eng. 2017. Vol. 139. 011204.

ТЕЧЕНИЕ ТОНКОГО СЛОЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Шарова О.А., Пелевина Д.А., Налетова В.А.
ФГБОУ ВО «Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова»,
119991, Москва, Ленинские горы, РФ
E-mail: pelevina.daria@gmail.com¹

Аннотация. Экспериментально и теоретически исследовано движение тонкого слоя магнитной жидкости на горизонтальной плоскости в однородном вертикальном магнитном поле около намагничивающегося тела.

Ключевые слова: магнитная жидкость, поверхностные магнитные силы, магнитное поле, течение тонкого слоя

THE FLOW OF A THIN LAYER OF MAGNETIC FLUID IN A NON-UNIFORM MAGNETIC FIELD

Sharova O.A., Pelevina D.A., Naletova V.A.
Lomonosov Moscow State University, Leninskiye gory,
Moscow, 119991, Russian Federation,
E-mail: pelevina.daria@gmail.com¹

Abstract. The motion of a thin layer of magnetic fluid on a horizontal plane in a uniform vertical magnetic field near a magnetizable body is studied experimentally and theoretically.

Key words: ferrofluid, surface magnetic force, magnetic field, thin layer flow

ШАРОВА Ольга Андреевна, аспирантка мех.-мат. факультета МГУ.

ПЕЛЕВИНА Дарья Андреевна, к.ф.-м.н, с.н.с. НИИ Механики МГУ, доцент кафедры гидромеханики мех.-мат. факультета МГУ.

НАЛЕТОВА Вера Арсеньевна, профессор, д.ф.-м.н., в.н.с. НИИ Механики МГУ.

1. Введение. Магнитная жидкость (МЖ) – коллоидный раствор ферромагнитных частиц, который хорошо реагирует на магнитные поля и течет в область больших магнитных полей. В работе [1] аналитически решается задача о течении тонкого слоя несжимаемой жидкости, намагничивающейся по заданному закону, по твердой подложке в неоднородном магнитном поле в приближении теории смазки. В работе [2] аналитически решена плоская задача о течении двух тонких слоев вязких несжимаемых жидкостей между двумя горизонтальными твер-

дыми плоскостями в неоднородном «бегущем» магнитном поле. В работе [3] получены аналитические формулы для стационарной и нестационарной формы поверхности пленки из магнитной жидкости, образующейся на горизонтально вращающемся диске в магнитном поле. Исследовано влияние магнитного поля на форму поверхности пленки.

Под действием магнитных сил намагничивающиеся тела в приложенном однородном магнитном поле могут плавать в небольшом объеме МЖ, а также двигаться вдоль слоя МЖ, находящегося рядом с телом. Но не только тело движется вдоль слоя МЖ, но и магнитная жидкость может притягиваться к намагничивающемуся телу. В работе авторов [4] теоретически и экспериментально исследуется движение намагничиваемого тела вдоль слоя МЖ на горизонтальной плоскости в однородном вертикальном магнитном поле. При теоретическом исследовании в [4] пренебрегается изменением формы слоя и течением жидкости в слое. Тем не менее, в описанных экспериментах наблюдается течение слоя к телу.

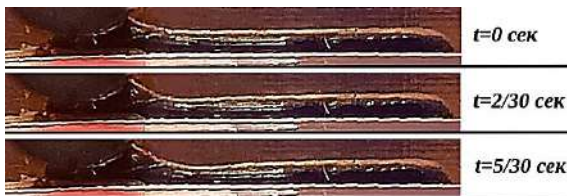
В связи с этим в данной работе исследуется течение тонкого слоя МЖ около неподвижного намагничивающегося тела. Проведены численные расчеты для определения формы поверхности МЖ. Вычисляются форма поверхности, средняя скорость и расход магнитной жидкости. Проведен эксперимент демонстрирующий течение в слое МЖ.

2. Экспериментальное исследование движения жидкости в слое.

Для эксперимента на 3D-принтере была напечатана кювета из прозрачного фотополимера с геометрическими параметрами: длина 8,6 см, ширина 1,1 см, высота 0,9 см, толщина стенок 0,3 см. В кювету на расстоянии 1,8 см от края и 0,5 см от дна вклеен ферритовый цилиндр радиуса $R_b=0,4$ см, с магнитной проницаемостью $\mu_b=400$.

Кювета заполнялась немагнитной жидкостью, шприцом на дно помещался слой МЖ объемом $V_f=0.2$ см³ и высотой $h_0=0.17$ см. Затем кювета помещалась в катушки Гельмгольца, которые создавали однородное вертикальное магнитное поле. При включении поля наблюдалось изменение формы слоя МЖ и движение МЖ к цилиндру.

Использовалась МЖ на основе воды с магнетитовыми частицами. Параметры магнитной жидкости: магнитная восприимчивость $\chi_f=0.03$ ($\mu_f=1.38$), вязкость $\nu_f=0.045$ см²/с, плотность $\rho_f=1.1$ г/см³. Объем магнитной жидкости $V_f=0.2$ см³. Начальная глубина слоя $h_0=0.17$ см. В качестве окружающей среды использовалось трансформаторное не намагничивающееся масло ($\mu_s=1$). Значение приложенного однородного магнитного поля $H_\infty=60$ Э. Движение жидкости фиксировалось видеокamerой. Раскадровка видеозаписей демонстрирует изменение формы поверхности МЖ со временем, см. рис. 1.


 Рис. 1. Фотографии слоя МЖ в разные моменты времени t

3. Постановка задачи. Рассмотрим плоское изотермическое течение слоя тяжелой несжимаемой вязкой МЖ на твердой горизонтальной подложке около намагничивающегося тела в однородном вертикальном приложенном магнитном поле H_∞ , см. рис. 2. Над МЖ расположена не намагничивающаяся покоящаяся среда с постоянным давлением p_A , $T = \text{const}$. Все параметры задачи зависят только от x , z и t , где (x, z) – декартова система координат. Ось x направлена горизонтально, ось z – вертикально. В плоскости $z=0$ расположена твердая подложка. Центр цилиндрического тела расположен на некоторой высоте $z=z_b$, над началом координат $x_b=0$.

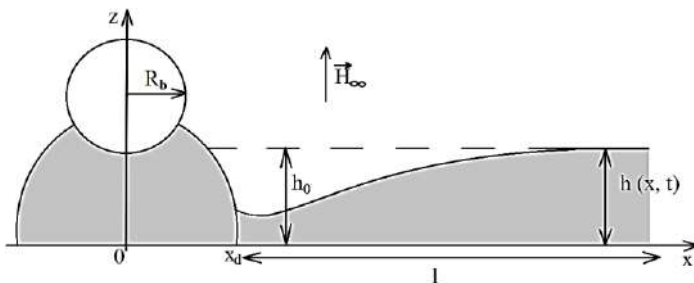


Рис. 2. Схема течения. Вид сбоку

В малых магнитных полях намагниченность \mathbf{M} магнитной жидкости линейно зависит от напряженности магнитного поля: $\mathbf{M} = \chi_f \mathbf{H}$, $\chi_f = (\mu_f - 1)/4\pi = \text{const}$.

Уравнения, описывающие течение слоя МЖ, и граничные условия на свободной поверхности $z=h(x, t)$ с нормалью \mathbf{n} и на дне при $z=0$ имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0, \\ \rho_f \frac{du}{dt} &= -\frac{\partial p^H}{\partial x} + \rho_f \nu_f \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \end{aligned}$$

$$\rho_f \frac{d\varpi}{dt} = -\frac{\partial p^H}{\partial z} + \rho_f \nu_f \left(\frac{\partial^2 \varpi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varpi}{\partial z^2} \right), \quad (1)$$

$$p^H(z, x) = p_f + \rho_f g z - \int_0^H M(H) dH.$$

$$z = 0: u = \varpi = 0,$$

$$z = h(x): \frac{dh}{dt} = \frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} = \varpi, (p_f - 2\pi M_n^2) \mathbf{n} - \tau_{in} \mathbf{e}^i = 0. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{v}=(u, \varpi)$ – вектор скорости жидкости, p_f – давление, ν_f – коэффициент кинематической вязкости, ρ_f – плотность МЖ.

Примем безындукционное приближение ($H \gg 4\pi M$), при этом в третьем граничном условии можно пренебречь членом $2\pi M_n^2$ по сравнению со слагаемым $\int_0^H M(H) dH$, и считать, что магнитное поле равно полю вокруг цилиндрического тела в однородном приложенном поле H_∞ (см. [5]).

Будем считать, что: 1) глубина слоя МЖ h мала по сравнению с характерной длиной задачи L , тогда $\varepsilon=h/L \ll 1$; 2) верна оценка $\varpi \sim uh/L \ll u$; 3) течение медленное $Re < 1$; 4) гравитацией пренебрегаем $g=0$. При этом выражение для горизонтальной составляющей скорости имеет следующий вид:

$$u = \left(\frac{z^2}{2} - hz \right) F(x, t), \quad F = \frac{1}{\rho_f \nu_f} \frac{\partial p^H}{\partial x}. \quad (3)$$

С учетом граничных условий и предположений, аналогично [1] получим уравнение для определения формы поверхности МЖ h ($Q = \int_0^h u dz$ – расход жидкости в поперечном сечении слоя):

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{\partial Q}{\partial x}, \quad Q = -\frac{F h^3}{3}. \quad (4)$$

Уравнение (4) решалось методом характеристик, используя замену $\varphi = h^2$. Считаем, что в начальный момент времени слой горизонтальный и имеет глубину h_0 . Будем считать, что магнитное поле слабо меняется на толщине слоя: $H(x, z=h(x, t)) \approx H(x, h_0)$. Отметим, что $F=F(x)$ (не зависит от времени). Рассмотрим фронт $x=x^*(t)$ движущийся по горизонтали со скоростью $D = -\varphi F$. Отметим, что скорость фронта больше средней скорости течения в слое $D = 3u_m$, $u_m = Q/h$. Из уравнения (4) получим изменение φ вдоль характеристик уравнения (4):

$$\varphi(x, x_0) = \varphi_0 \left(\frac{F(x_0)}{F(x)} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (5)$$

Время необходимое фронту, чтобы попасть из сечения с координатой x_0 в сечение с координатой x определяется по формуле:

$$t = - \int_{x_0}^x \frac{dx}{\varphi(x, x_0) F(x)}. \quad (6)$$

Распределение функции F для параметров близких к экспериментальным приведено на рис. 3. Отметим, что в области, где функция $F > 0$, то есть градиент магнитного поля направлен к телу ($\partial H/\partial x < 0$), МЖ будет течь влево, а в области, где функция $F < 0$ ($\partial H/\partial x > 0$), МЖ будет течь вправо. В данной задаче мы будем рассматривать область слоя, расположенную левее точки x_{crit} , где $F=0$. При решении задачи считается, что вокруг тела имеется капля магнитной жидкости достаточно большого объема и течение слоя рассматривается вплоть до границы поверхности капли $x=x_d$.

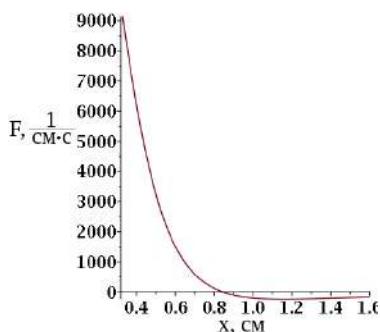


Рис. 3. Зависимость функции F от горизонтальной координаты x

4. Численные расчеты. Для численного решения задачи была написана программа, которая рассчитывает изменение формы поверхности магнитной жидкости, в пакете программ Maple. В расчетах использовались значения параметров, близкие к экспериментальными. При этом $x_{crit}=0.8449$, $x_d=0.3273$. На рис. 4 представлены формы поверхности МЖ в различные моменты времени.

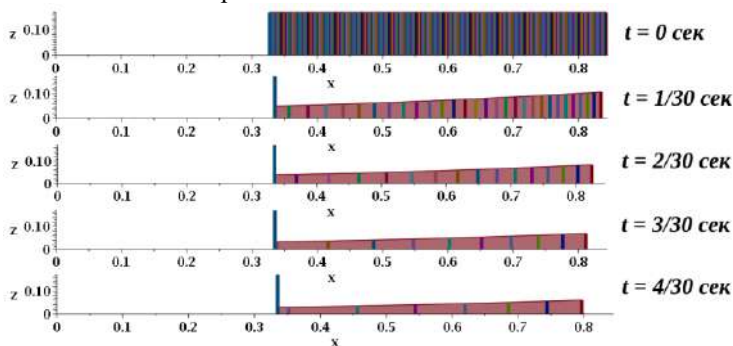


Рис.4. Расчет изменения формы поверхности магнитной жидкости с течением времени

Проведены расчеты для нахождения абсолютной величины зависимости средней скорости $|u_m|$ и абсолютной величины расхода жидкости $|Q|$ от горизонтальной координаты в фиксированный момент времени $t=1/30$ с, см. рис. 5.

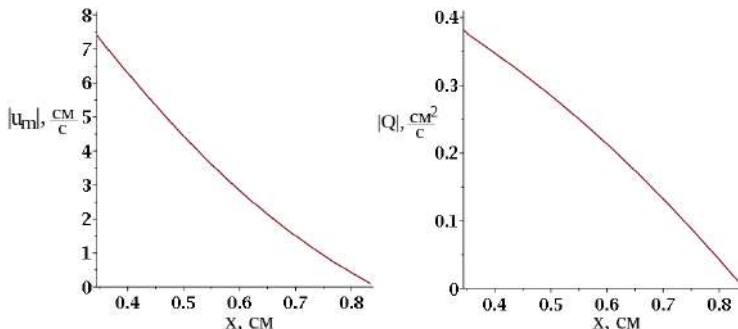


Рис. 5. Зависимость $|u_m|$ и $|Q|$ от x при $t = 1/30$ с

5. Заключение. Теоретически описано течение тонкого слоя магнитной жидкости к цилиндрическому телу в однородном магнитном поле, когда ось цилиндра расположена горизонтально, а магнитное поле приложено вертикально. Методом характеристик было решено уравнение для высоты слоя магнитной жидкости. Численно рассчитаны формы поверхности МЖ. Проведено экспериментальное исследование течения тонкого слоя магнитной жидкости. Получено качественное совпадение теории и эксперимента.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тягушкин А.Н. Течение тонкого слоя намагничивающейся жидкости в магнитном поле. //Известия РАН. МЖГ, 2019. – № 4. – с. 27-32.
2. Калмыков С.А., Налетова В.А., Пелевина Д.А., Турков В.А. Двухслойное течение намагничивающихся жидкостей. //Механика жидкости и газа, 2013. – № 5. – с. 3-13.
3. Naletova V.A., Kim L.G., Turkov V.A. Hydrodynamics of a horizontally rotating thin magnetizable liquid film. //Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1995. – Vol. 149. – pp. 162-164.
4. Sharova O.A., Merkulov D.I., Pelevina D.A., Vinogradova A.S., Naletova V.A. Motion of a spherical magnetizable body along a layer of magnetic fluid in a uniform magnetic field. //Physics of Fluids, 2021. – Vol. 33, No 8. – pp. 087107.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. //М.: Наука, 1992.

ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ СФЕРИЧЕСКОГО ТЕЛА ИЗ АНИЗОТРОПНОГО НАМАГНИЧИВАЮЩЕГОСЯ ЭЛАСТОМЕРА

Меркулов Д.И.¹, Пелевина Д.А., Турков В.А., Налетова В.А.
ФГБОУ ВО «Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова»,
119234, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1
E-mail: merkulovdima@mail.ru¹

Аннотация. В работе исследовано движение сферического тела из анизотропного намагничивающегося эластомера в окружающей вязкой жидкости под действием неоднородного магнитного поля. Предложена математическая модель движения такого тела с учетом качения по наклонной плоскости дна. Построены расчетные траектории движения тела, определены параметры, при которых реализуется качение по дну. Обнаружено отклонение тела от вертикальной траектории втягивания в катушку. Результаты данной работы могут быть полезны при создании роботов из анизотропных намагничивающихся эластомеров.

Ключевые слова: анизотропный намагничивающийся эластомер, движение сферического тела, неоднородное магнитное поле, качение

MOTION FEATURES OF THE SPHERICAL BODY WITH ANISOTROPIC MAGNETIZABLE ELASTOMER

Merkulov D.I.¹, Pelevina D.A., Turkov V.A., Naletova V.A.
Lomonosov Moscow State University,
119234, Russian Federation, Moscow, Leninskiye gory, 1
E-mail: merkulovdima@mail.ru¹

Abstract. In this paper the motion of a spherical body with anisotropic magnetizable elastomer in a surrounding viscous fluid under the action of non-uniform magnetic fields is investigated. The mathematical model of such body motion taking into account the rolling along the inclined plane of the bottom is proposed. The calculated trajectories of the body movement are plotted, the parameters are determined under which the bottom rolling is realized. A body deviation from the vertical trajectory of being drawn into the coil is found. This work results can be useful in creating robots with anisotropic magnetizable elastomers.

Key words: anisotropic magnetizable elastomer, spherical body motion, non-uniform magnetic field, rolling



МЕРКУЛОВ Дмитрий Игоревич, к.ф.-м.н, старший научный сотрудник НИИ механики МГУ. Имеет 27 научных публикаций, в том числе 13 статей в журналах. Научно-исследовательская работа поддерживалась грантами РФФИ и Фонда содействия инновациям.



НАЛЕТОВА Вера Арсеньевна, д.ф.-м.н., профессор, ведущий научный сотрудник НИИ механики МГУ. Имеет 170 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 53 научные публикации, в том числе 28 статей в журналах. Научно-исследовательская работа поддерживалась грантами РФФИ и Президента РФ.



ТУРКОВ Владимир Андреевич, к.ф.-м.н, доцент, ведущий научный сотрудник НИИ Механики МГУ. Имеет 99 научных статей. Научно-исследовательская работа неоднократно поощрялась грантами РФФИ и РФФИ.

Введение. Движение тел из намагничивающихся эластомеров представляет научный интерес, вызванный в настоящее время перспективой их использования при создании мобильных роботов, актуаторов и других устройств. Намагничивающиеся эластомеры (НЭ) – это композитные материалы, состоящие из упругой полимерной основы и распределенных в ее объеме ферромагнитных частиц. Изготавливают их путем создания однородной суспензии жидкого силикона и феррочастиц с последующей полимеризацией (застыванием). Если полимеризация осуществляется в однородном магнитном поле, то феррочастицы могут выстроиться в цепочки, направленные вдоль вектора напряженности поля. В этом случае материал приобретает анизотропные свойства и становится так называемым анизотропным намагничивающимся эластомером (АНЭ). Магнитные свойства таких материалов исследованы экспериментально в статьях [1, 2]. В работе [3] теоретически получена связь магнитных свойств АНЭ с микроскопическими параметрами материала. В современной науке широко распространены исследования мобильных роботов, содержащих элементы из АНЭ и способных двигаться в магнитном поле. Прототип такого устройства представлен в статье [4].

В работе [2] получена формула для силы, действующей на сферическое тело из АНЭ со стороны неоднородного магнитного поля. Согласно этой формуле, если тело находится на оси электромагнитной катушки, сила имеет компоненту, перпендикулярную оси катушки.

В предлагаемой работе изучено движение сферического тела из АНЭ в окружающей вязкой жидкости под действием неоднородного магнитного поля. При этом учитывается движение тела по наклонной плоскости дна. Предложена соответствующая математическая модель и построены расчетные траектории движения тела. Найдены параметры, при которых реализуется режим качения по плоскости дна.

Модель движения с учетом качения. Рассматривается движение сферического тела из АНЭ радиуса R_b и массы m_b в неоднородном магнитном поле \mathbf{H} витка с током J , центр которого является началом системы координат, а ось совпадает с вертикальной осью z (рис. 1).

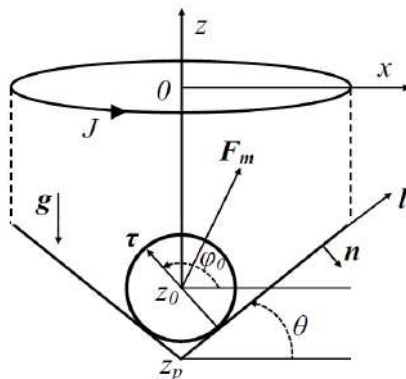


Рис. 1. Схема постановки задачи

Ось x направлена вправо. Тело окружено жидкостью с вязкостью η_s и плотностью ρ_s . Магнитная проницаемость АНЭ имеет вид [6]:

$$\mu_{ij}^b = \mu^{(i)} g_{ij} + a \tau_i \tau_j, \mu^{(i)} = \text{const} > 0, a = \text{const} > 0. \quad (1)$$

Направление вектора анизотропии в теле из АНЭ определяется единичным «вмороженным» вектором $\boldsymbol{\tau}$ (вдоль цепочек феррочастиц).

Центр сферического тела в начальный момент времени должен располагаться в точке $(0, z_0)$ на оси витка. Добиться этого, например, в эксперименте можно, поместив тело внутри острого угла, образованного двумя наклонными (под углом $\theta = \text{const}$ к горизонтали) плоскостями, которые пересекаются в точке $(0, z_p)$.

Рассматривается плоскопараллельное движение тела. Вектор $\boldsymbol{\tau}$ в начальный момент времени образует с осью x угол $\varphi = \varphi_0$ (рис. 1). В

любой момент времени для вектора $\boldsymbol{\tau}$ справедливо выражение: $\boldsymbol{\tau} = \cos\varphi\mathbf{e}_x + \sin\varphi\mathbf{e}_z$. Проекция угловой скорости вращения тела на ось y определяется равенством: $\omega = -d\varphi/dt$.

Введем обозначения ($\mu^{(e)} = \mu_s$ – магнитная проницаемость среды):

$$a_1 = \frac{\mu^{(e)} - \mu^{(i)} - a}{2\mu^{(e)} + \mu^{(i)} + a}, a_2 = \frac{\mu^{(e)} - \mu^{(i)}}{2\mu^{(e)} + \mu^{(i)}}, \quad (2)$$

$$k_\mu = a_1 \cos^2 \alpha + a_2 \sin^2 \alpha, \alpha = \angle(\boldsymbol{\tau}, \mathbf{H}).$$

Со стороны магнитного поля на тело действует сила \mathbf{F}_m и момент силы \mathbf{M}_m , определяемые по формулам ($V_b = 4\pi R_b^3/3$ – объем тела) [2]:

$$\mathbf{F}_m = -3/(4\pi)\mu^{(e)}V_b \left(k_\mu \nabla H^2 / 2 - (a_2 - a_1)(\boldsymbol{\tau}\mathbf{H})(\nabla_i H_j)\tau_\perp^i \mathbf{e}^j \right), \boldsymbol{\tau}_\perp = \boldsymbol{\tau} - \cos\alpha \mathbf{e}_n, \quad (3)$$

$$\mathbf{M}_m = K\boldsymbol{\tau}\mathbf{H}, K = 3aR_b^3\mu^{(e)2} / ((2\mu^{(e)} + \mu^{(i)} + a)(2\mu^{(e)} + \mu^{(i)})), \mathbf{e}_n = \mathbf{H}/|\mathbf{H}|. \quad (4)$$

Со стороны окружающей жидкости на тело действуют момент и сила вязкого сопротивления, а также сила Архимеда и сила тяжести, определяемые следующим образом (\mathbf{v} – вектор скорости тела):

$$\mathbf{M}_{visc\ y} = 8\pi\eta_s R_b^3 \dot{\phi}, \mathbf{F}_{visc} = -6\pi\eta_s R_b \mathbf{v}, \mathbf{F}_A = \rho_s g V_b \mathbf{e}_z, \mathbf{F}_g = -m_b g \mathbf{e}_z. \quad (5)$$

Также на тело действует сила сухого трения \mathbf{F}_{fr} , если оно касается наклонной плоскости. Уравнения движения сферического тела из АНЭ с учетом действия указанных сил и моментов примут следующий вид:

$$(m_b + \rho_s V_b / 2)\dot{\mathbf{v}} = (\mathbf{F}_m + \mathbf{F}_{visc} + \mathbf{F}_A + \mathbf{F}_g) + \mathbf{F}_{fr} = \mathbf{F}' + \mathbf{F}_{fr}; \quad (6)$$

$$I_b \dot{\omega} = (M_{m\ y} + M_{visc\ y}) + [\mathbf{r}_t \mathbf{F}_{fr}]_y = M'_y + [\mathbf{r}_t \mathbf{F}_{fr}]_y. \quad (7)$$

Здесь \mathbf{r}_t – радиус-вектор точки касания сферического тела и наклонной плоскости, относительно центра тела, $I_b = 2m_b R_b^2/5$ – момент инерции сферического тела. Тело находится на наклонной плоскости, если выполнены условия (N – реакция опоры, z_b – координата центра тела):

$$N = (\mathbf{n}\mathbf{F}') > 0, \mathbf{n} = \{\sin\theta, -\cos\theta\}, z_b = x \tan\theta + z_0. \quad (8)$$

Если тело находится на наклонной плоскости, уравнения (6) и (7) можно записать следующим образом ($\mathbf{l} = \{\cos\theta, \sin\theta\}$):

$$(m_b + \rho_s V_b / 2)\dot{v}_l = (\mathbf{l}\mathbf{F}') + F_{fr}, \quad v_l = (\mathbf{l}\mathbf{v}); \quad (9)$$

$$-I_b \dot{\varphi} = M'_y - R_b F_{fr}. \quad (10)$$

Получим условие качения сферического тела по наклонной плоскости. При качении справедливо равенство: $v_l = -R_b d\varphi/dt$, подставив которое в уравнение (9), имеем ($m_b' = m_b + \rho_s V_b/2$):

$$m'_b(-R_b\ddot{\varphi}) = (\mathbf{IF}') + F_{fr}; \quad (11)$$

$$-I_b\ddot{\varphi} = M'_y - R_b F_{fr}. \quad (12)$$

Выразим угловое ускорение из (12), подставим в (11) и получим выражение для F_{fr} :

$$F_{fr} = (m'_b M'_y R_b - I_b (\mathbf{IF}')) / (m'_b R_b^2 + I_b). \quad (13)$$

Условие качения имеет следующий вид (k_{fr} – коэффициент трения):

$$|m'_b M'_y R_b - I_b (\mathbf{IF}')| / (m'_b R_b^2 + I_b) \leq k_{fr} N, \quad N = (\mathbf{nF}') > 0. \quad (14)$$

Если условие качения (14) выполнено, то необходимо решать одно из уравнений (11), (12) совместно с выражением $v_l = -R_b d\varphi/dt$, а для нахождения F_{fr} нужно использовать равенство (13).

Если условие (14) не выполнено, то качения сферического тела по наклонной плоскости нет и необходимо решать уравнения (9), (10), а F_{fr} задавать следующим образом:

$$F_{fr} = \begin{cases} -(\mathbf{IF}'), & \text{если } v_l = 0 \text{ и } |\mathbf{IF}'| < k_{fr} N \\ k_{fr} N, & \text{если } v_l \neq 0 \text{ или } |\mathbf{IF}'| > k_{fr} N \end{cases} \quad (15)$$

Если тело отрывается от поверхности ($N \leq 0$ или $z_b > x \operatorname{tg} \theta + z_0$), то необходимо решать уравнения (6), (7) с учетом (2), (3), (4), (5) и $F_{fr} = 0$.

Для замыкания системы уравнений необходимо задать распределение магнитного поля \mathbf{H} . Неоднородное магнитное поле катушки моделировалось витком радиуса R с током J по закону Био-Савара-Лапласа ($c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с – скорость света в вакууме):

$$\mathbf{H} = \frac{2JR}{c} \int_0^{2\pi} \frac{x \cos \beta \mathbf{e}_x + (R - z \cos \beta) \mathbf{e}_x}{(x^2 + z^2 + R^2 - 2Rx \cos \beta)^{3/2}} d\beta. \quad (16)$$

Численное моделирование движения тела. Согласно предложенной модели была разработана компьютерная программа, позволяющая построить траекторию движения сферического тела из АНЭ и найти максимальное отклонение тела Δx от оси катушки. Расчеты проводились при следующих параметрах: $z_0 = -3,4$ см, $\varphi_0 = 150^\circ$, $m_b = 0,135$ г, $R_b = 0,295$ см, $\mu^{(i)} = 1,2$, $a = 0,22$, $\rho_s = 1,17$ г/см³, $\eta_s = 0,3$ П, $\mu^{(e)} = 1$, $g = 980$ см/с², $k_{fr} = 10$, $J = 3 \cdot 10^{11} j$ эл.стат.ед.тока, $R = 2,26$ см. Ток в катушке j (в Амперах) и угол наклона плоскости к горизонту θ варьировались с целью обеспечить режим качения тела.

Траектории движения тела при различных токах j и фиксированном угле $\theta = 60^\circ$ приведены на рис. 2а. Показано, что при $j > 9$ А, режим качения не реализуется и Δx мало. Из рис. 2б видно, что зависимость

$\Delta x(j)$ монотонно убывает с ростом j , так как в этом случае растет вертикальная компонента магнитной силы.

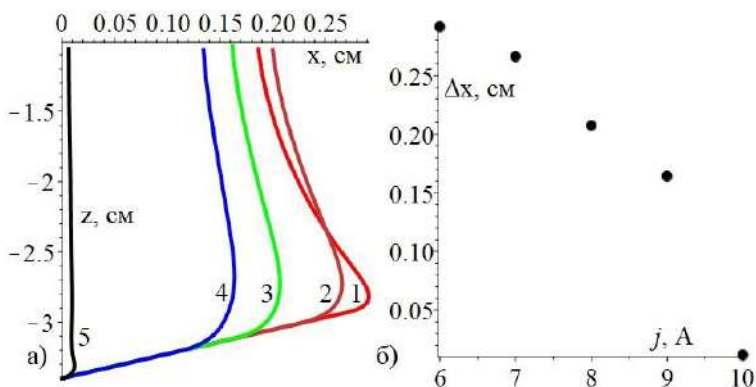


Рис. 2. Траектории тела (а) и максимальное отклонение Δx (б) при угле $\theta = 60^\circ$ и различных токах в катушке j : 1 – $j=6$ А, 2 – $j=7$ А, 3 – $j=8$ А, 4 – $j=9$ А, 5 – $j=10$ А

На рис. 3а представлены траектории движения тела при $j = 9$ А и различных углах θ . Показано, что режим качения реализуется при углах из интервала $45^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$. Получена немонотонная зависимость $\Delta x(\theta)$, представленная на рис. 3б.

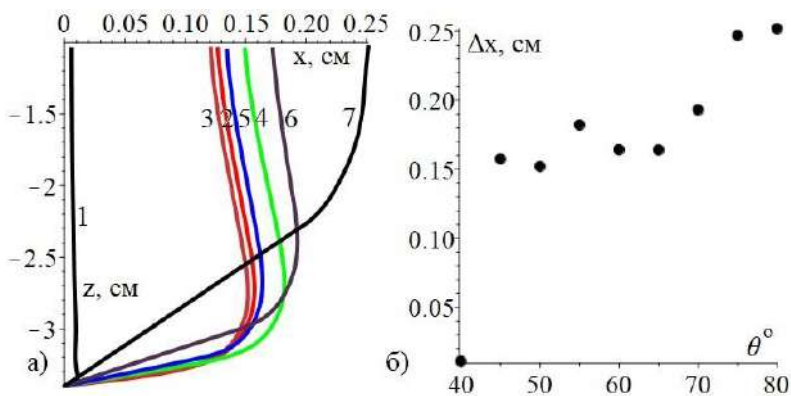


Рис. 3. Траектории тела (а) и максимальное отклонение Δx (б) при токе $j = 9$ А и различных θ : 1 – $\theta=40^\circ$, 2 – $\theta=45^\circ$, 3 – $\theta=50^\circ$, 4 – $\theta=55^\circ$, 5 – $\theta=60^\circ$, 6 – $\theta=70^\circ$, 7 – $\theta=80^\circ$

Величину максимального отклонения тела от вертикальной оси катушки под действием горизонтальной компоненты магнитной силы необходимо учитывать при создании мобильных роботов из АНЭ.

Заключение. Предложена математическая модель движения сферического тела из анизотропного намагничивающегося эластомера в окружающей вязкой жидкости под действием неоднородного магнитного поля. Модель учитывает движение тела по наклонной плоскости дна. Построены расчетные траектории движения и найдено максимальное отклонение тела от оси катушки для различных параметров задачи. Показано, что при режиме качения тела по поверхности происходит заметное смещение тела от оси катушки. Найдены значения параметров, необходимые для возникновения качения тела по наклонной плоскости. Показано, что максимальное отклонение убывает с ростом тока и немонотонно зависит от угла наклона плоскости дна.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 20-71-10002).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Демин А.А. // В сб.: Труды конференции-конкурса молодых ученых, 2019. – с. 82-89.
2. Demin A.A., Merkulov D.I., Pelevina D.A., Kalmykov S.A., Naletova V.A. // *Magnetohydrodynamics*, 2019. – Vol. 55, No. 3. – pp. 347-352.
3. Иванов А.О., Елфимова Е.А. // В сб.: 18-я Международная Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям, 2018. – с. 86-90.
4. Yoonho Kim, Hyunwoo Yuk, Ruike Zhao, Shawn A. Chester, Xuanhe Zhao. // *Nature*, 2018. – Vol. 558. – pp. 274-279.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // М.: Наука, 1982. – 621 с.

ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Беджанян М.А., Борисенко О.В., Нечаева О.А.

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

Аннотация. Приведены результаты исследования вращения плоских капель МЖ с намагниченными агрегатами, расположенных на поверхности воды при воздействии на них скрещенных вращающегося и стационарного магнитных полей. Кроме этого, изучено поведение во вращающемся поле тонких слоев такой магнитной жидкости, нанесенных на подложку круглой формы при помещении последней на поверхность воды. Обнаруженные особенности поведения таких объектов связаны с микро вращениями агрегатов и изменением их формы при взаимодействии с магнитными полями.

Ключевые слова: магнитная жидкость, вращающееся магнитное поле, магнитный момент, микро-вращения агрегатов

SPECIFIC FEATURES OF MAGNETIC FLUID DROP ROTATION ON A LIQUID AND ON A SOLID SUBSTRATE IN ROTATING MAGNETIC FIELD

Bedzhanyan M.A., Borisenko O.V., Nechaeva O.A.

Federal State Autonomous Educational Institution of Higher Education
“North Caucasian Federal University”
Russian Federation, 355017, Stavropol, st. Pushkin, d. 1,
E-mail: onechaeva@ncfu.ru¹

Abstract. The results of rotation of flat MF drops with magnetized aggregates located on the water surface under the influence of crossed rotating and stationary magnetic fields on them are presented. In addition, the behavior in a rotating field of thin layers of such a magnetic fluid, deposited on a circular substrate with the latter on the water surface, has been studied. The discovered features of the behavior of such objects are associated with micro-rotations of aggregates and changes in their shape when interacting with magnetic fields.

Keywords: magnetic fluid, rotating magnetic field, magnetic moment, micro-rotations of aggregates



БЕДЖАНИЯН Марита Альбертовна в 1983 г. окончила физико-математический факультет Ставропольского государственного педагогического института (СПИ) по специальности «Математика/Физика». В 2002 г. – защитила кандидатскую диссертацию по специальности 01.04.13 – «Электрофизика, электрофизические установки». 2012 г. – присвоено звание доцента. В настоящее время является доцентом кафедры экспериментальной физики физико-технического факультета Северо-Кавказского федерального университета.



БОРИСЕНКО Олег Васильевич в 1992 году окончил физико-математический факультет Ставропольского государственного педагогического института по специальности «Учитель физики и математики средней школы». С 1994 года работаю в Северокавказском федеральном университете на кафедре экспериментальной физики. В 2015 году защитил кандидатскую диссертацию на тему «Эффекты взаимодействия капель и струй магнитной жидкости с магнитным и электрическим полями».



НЕЧАЕВА Оксана Александровна в 1998 г. окончила физико-математический факультет Ставропольского государственного университета (СГУ) по специальности «Физика» с присвоением квалификации учитель физики и математики по специальности «Физика». В период 1999–2002 гг. обучалась в очной аспирантуре СГУ по специальности 01.04.13 «Электрофизика, электрофизические установки». В 2004 г. защитила кандидатскую диссертацию на тему «Структурная организация магнитных коллоидов в электрическом и магнитном полях». В настоящее время является доцентом кафедры экспериментальной физики физико-технического факультета Северо-Кавказского федерального университета.

Магнитные жидкости (МЖ) представляющие собой коллоиды магнитных однодоменных наночастиц в жидкой немагнитной среде проявляют ряд интересных эффектов при их взаимодействии с магнитными полями. Один из таких эффектов связан с микровращениями дипольных коллоидных частиц [1,2], для описания которого для магнитных жидкостей была развита модель внутренних вращений, учитывающая возникновение объемного момента сил [3]. Вместе с тем, кроме микровращений отдельных коллоидных частиц в магнитных жидкостях могут возникать также вращения их агрегатов, образовавшихся вследствие сильного межчастичного взаимодействия. Очевидно, что микровращения агрегатов могут приводить к особенностям взаимодействия магнитных коллоидов с изменяющимися магнитными полями. Ранее нами в работе [4] было рассмотрено вращение сферических и плоских капель, содержащих намагниченные агрегаты во вращающемся магнитном поле. В настоящей работе развивается дальнейшее исследование особенностей поведения плоских капель МЖ с намагни-

ченными агрегатами, расположенных на поверхности воды при воздействии на них вращающегося магнитного поля. Кроме этого, изучено поведение во вращающемся магнитном поле тонких слоев магнитной жидкости, нанесенных на подложку круглой формы при помещении последней на поверхность воды.

Образцы для исследований и методика измерений. Для исследования поведения дискообразной капли на поверхности воды применялась жидкость на основе керосина, содержащая агрегаты размером ~ 10 мкм, имевшие собственный магнитный момент. Получение образцов магнитных жидкостей с хорошо развитой системой намагниченных агрегатов осуществлялось путем разбавления основой исходных концентрированных образцов МЖ, содержащих относительно крупные коллоидные частицы (диаметром около 13–14 нм) [5]. Исследование особенностей вращения дискообразной капли, расположенной на поверхности воды при воздействии на нее вращающегося магнитного поля проводилось с помощью установки, подробно описанной в [4]. Вращающееся с частотой от 1 Гц до 30 Гц в горизонтальной плоскости магнитное поле напряженностью до 5 кА/м создавалось с помощью двух пар, катушек Гельмгольца, на которые подавалось переменное напряжение одинаковой частоты со сдвигом фаз 90° . Для дополнительного воздействия на каплю постоянным магнитным полем, направленным перпендикулярно плоскости вращения капли, установка снабжалась еще одной парой катушек Гельмгольца. Для определения угловой скорости капли, на ее поверхность наносилось малое количество алюминиевой пудры. Движение капли регистрировалось с помощью видеокамеры с последующим воспроизведением видеозаписей на компьютере и его анализом. Кроме исследования вращения плоских капель, полученных непосредственным нанесением капель магнитной жидкости на поверхность воды, подобные исследования проведены также для объектов, полученных путем равномерного нанесения магнитной жидкости с агрегатами на тонкую твердую дискообразную подложку, плавающую на поверхности воды.

Результаты исследований и их обсуждение. Как было показано нами ранее [4], воздействие вращающегося магнитного поля на плоскую каплю магнитной жидкости, расположенную на поверхности воды, приводит к ее вращению, с частотой меньшей частоты внешнего поля. Зависимость частоты вращения капли от частоты вращения поля приведена на рис.1 Как видно из рисунка увеличение частоты вращения поля первоначально приводит к увеличению частоты капли, однако при достижении некоторой частоты вращения поля, частота вращения капли начинает уменьшаться. При этом ненулевая скорость вра-

щения капли агрегированной МЖ наблюдается даже при частотах внешнего поля в несколько десятков оборотов в секунду.

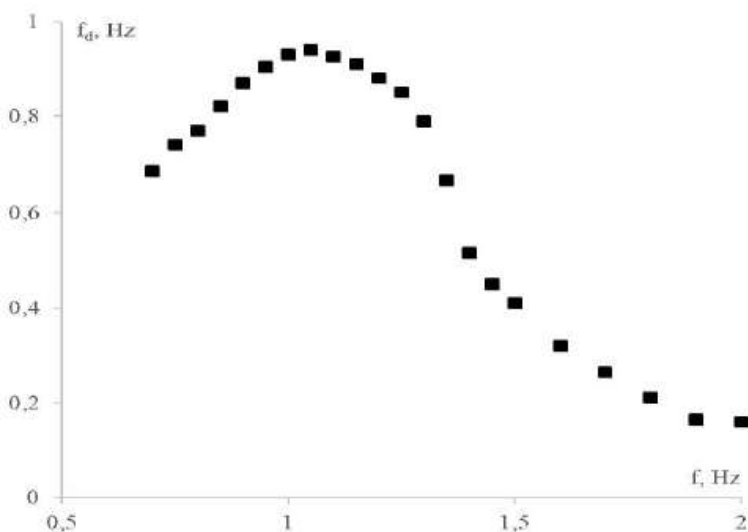


Рис. 1. Зависимость частоты вращения капли от частоты вращения поля

Оказалось, что дополнительное воздействие постоянного магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости вращения капель существенно влияет на скорость вращения капли. Так включение постоянного магнитного поля приводит (после прохождения некоторого времени ~ 20 с) к увеличению частоты вращения капли с последующей ее стабилизацией (рис. 2). При последующем выключении поля (через 60 с) вновь происходит увеличение скорости вращения капли, которая, однако, в дальнейшем уменьшается до значения частоты, соответствующей моменту первоначального включения постоянного поля.

Очевидно, обнаруженные особенности поведения капли связаны с структурными изменениями, происходящими в капле магнитной жидкости при ее взаимодействии с внешними полями. Действительно, наблюдения в оптический микроскоп выявили, что во вращающемся магнитном поле намагниченные агрегаты приходят во вращение с последующим их объединением в клубкообразные структуры [6]. При этом частота вращения клубков меньше, чем частота вращения первоначально не объединенных агрегатов. Воздействие постоянного магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости вращения

приводит к разрушению клубков на мелкие агрегаты, которые совершают вращательное движение, с характерной прецессией вокруг направления постоянного поля. При последующем выключении постоянного поля (с оставлением вращающегося) плоскость вращения агрегатов переходит в горизонтальное положение, при этом, через некоторое время, вновь происходит объединение агрегатов в клубки. По-видимому, с этими структурными превращениями и связаны наблюдающиеся особенности вращения капли. Действительно, воздействие вращающегося магнитного поля приводит к вращению агрегатов, вследствие чего вся капля приходит во вращение. При этом, из простых соображений закона сохранения момента импульса, нетрудно получить формулу зависимости угловой скорости вращения капли от частоты вращения поля [4] в виде:

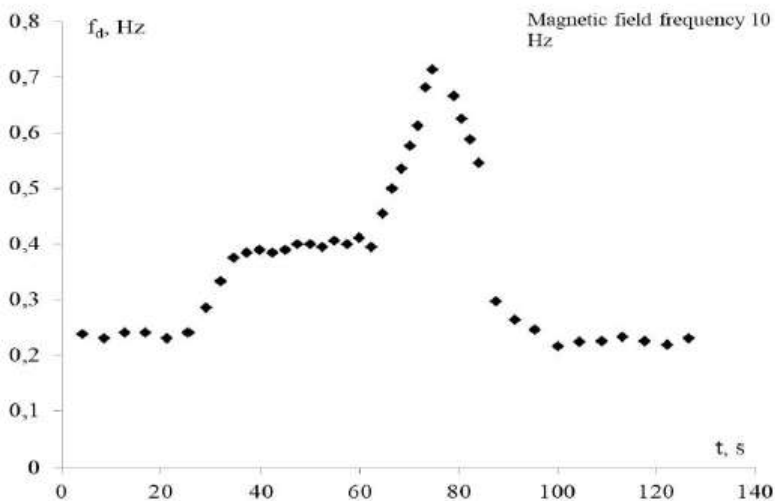


Рис. 2. Зависимость частоты вращения капли от времени при включении ($t=20$ с) и выключении ($t=60$ с) дополнительного постоянного магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости вращения капель

$$\Omega = \frac{\langle \lambda \rangle N}{\langle \lambda \rangle N + \Lambda} \omega \quad (1)$$

где $\langle \lambda \rangle$ – средний коэффициент трения вращения агрегата, а N – количество агрегатов в капле, Λ – коэффициент трения вращения капли о внешнюю среду.

Следует отметить, что выражение (1) справедливо в некоторой начальной области частот вращения поля, в которой частота вращения

агрегатов совпадает с частотой вращения поля, определяемой соотношением

$$\omega < \frac{mB}{\lambda} + \Omega \quad (2)$$

где m – магнитный момент агрегата, B – напряженность внешнего поля, λ – коэффициент вязкого трения вращения агрегата о несущую жидкость, а Ω – угловая скорость потока жидкости вокруг агрегата.

Объединение агрегатов в клубкообразные структуры приводит к нарушению условия (2) вследствие изменения величин суммарного магнитного момента агрегата и его коэффициента вязкого трения о несущую жидкость. В этом случае вращение агрегата не прекратится, но станет существенно неравномерным, и средняя угловая скорость агрегата окажется в несколько раз меньше частоты внешнего поля. Это в свою очередь приведет к уменьшению скорости вращения капли, что и наблюдается в эксперименте. Воздействие постоянного, вертикально направленного магнитного поля, приводит к разрушению клубков на более мелкие агрегаты, претерпевающие прецессионное вращение вокруг направления магнитного поля. При этом вновь становится выполнимым условие (2), вследствие чего скорость вращения капли увеличивается. Последующее выключение поля приводит к изменению вращения агрегатов – прецессирующее вращение вокруг вертикальной оси сменяется вращением агрегатов в горизонтальной плоскости. В этом случае скорость вращения капли вновь увеличивается вследствие увеличения суммарного момента импульса, передаваемого агрегатами капле. Однако, в дальнейшем, вновь происходит объединение агрегатов в клубкообразные структуры, и, как следствие, уменьшение скорости вращения капли.

Очевидно, микровращения агрегатов в тонком слое магнитной жидкости, помещенном на круглую подложку, должны приводить к вращению подложки, расположенной на поверхности воды. Проведенные исследования подтвердили это предположение. На рис. 3 приведена зависимость частоты вращения дискообразной подложки с нанесенным на ее поверхность слоем магнитной жидкости с намагниченными агрегатами (толщина подложки 0,4 мм). Как видно из рисунка частота вращения подложки меньше частоты вращения поля во всей области исследованных частот вращения поля. При этом зависимость частоты вращения подложки от частоты вращения поля претерпевает максимум в области частоты 2 Гц. Это может указывать, что вращение подложки действительно обусловлено вращением агрегатов. Отметим, что в пользу этого может также свидетельствовать факт отсутствия видимого вращения подложки в подобных условиях при нанесении на нее однородной (без каких-либо агрегатов) магнитной жидкости.

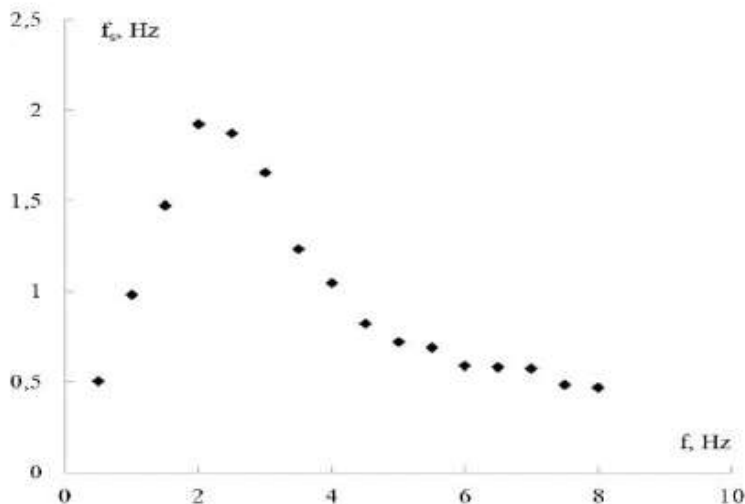


Рис. 3. Зависимость частоты вращения подложки с жидкой каплей, содержащей намагниченные агрегаты, от частоты вращения поля

С целью дальнейшего изучения роли микровращения агрегатов были проведены исследования поведения подложки при высушивании предварительно нанесенного на ее верхнюю поверхность слоя магнитной жидкости, содержащей намагниченные агрегаты. При этом высушивание проводилось при различных условиях: 1 – при отсутствии внешнего магнитного поля, 2 – в однородном магнитном поле, направленном вдоль поверхности с нанесенным слоем МЖ, 3 – в магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости подложки. Как и предполагалось, подложка с высушенным слоем МЖ в поле, направленном вдоль ее плоскости приходила во вращение при воздействии вращающегося магнитного поля, при этом ее частота вращения совпадала с частотой вращения поля вплоть до некоторой частоты, при достижении которой вращение капли замедлялось (рис. 4).

Напротив, в случае высушивания слоя МЖ в поле, направленном перпендикулярно плоскости слоя и последующем помещением подложки с высушенным таким образом слоем во вращающееся магнитное поле, ее вращения не наблюдалось. Вопреки ожиданиям отсутствия вращения также подложки с высушенным слоем МЖ без воздействия поля, она, как и в случае высушивания в поле, направленном вдоль ее поверхности, приходила во вращение с частотой поля.

Следует также отметить, что характер максимума зависимости частоты вращения подложки с жидким слоем от частоты вращения поля отличен от аналогичной зависимости для подложки с высушенным слоем: в случае высушенного слоя имеет место максимум в виде пика, для жидкого слоя максимум несколько сглажен.

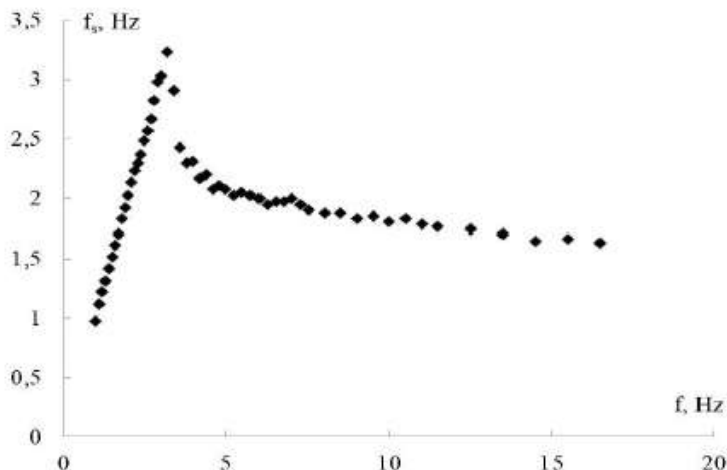


Рис. 4. Зависимость частоты вращения подложки с высушенной в горизонтальном поле каплей, содержащей намагниченные агрегаты, от частоты вращения магнитного поля

Анализ последних экспериментальных результатов, позволяет связать вращение подложки с нанесенным слоем магнитной жидкости с намагниченными агрегатами с их микровращениями во вращающемся магнитном поле. Наличие максимума на зависимости частоты вращения подложки от частоты вращения поля можно объяснить особенностями вращения агрегатов. Так, при повышении частоты вращения поля, при некотором ее значении период вращения становится меньше собственного времени поворота агрегата:

$$T < \lambda / \mu_0 r^3 H^2,$$

где r – эффективный радиус агрегата, H – напряженность вращающегося магнитного поля.

Это должно приводить к замедлению вращения агрегатов и, как следствие, уменьшению частоты вращения подложки.

Причина обнаруженного вращения подложки с высохшим слоем магнитной жидкости в направленном вдоль его поверхности магнитном поле очевидно связана с сформировавшейся в нем магнитной анизотропии.

Как можно видеть из рисунка 4 несовпадение частот вращения подложки и поля начинается лишь при достижении некоторого критического значения частоты, после чего частота вращения подложки резко падает. Это объясняется тем, что при увеличении частоты вращения поля направление магнитного момента подложки с высохшим слоем МЖ начинает отставать от направления поля, и, при достижении некоторого значения угла между моментом и направлением поля (45° в случае магнитного момента, наведенного полем и 90° при наличии у подложки собственного магнитного момента) момент сил, действующий на подложку со стороны поля, начинает уменьшаться, она приходит в состояние неустойчивого равновесия, «срывается» и начинает свободное движение. Подтверждением правомерности такого объяснения вращения подложки может быть факт его отсутствия для слоя, полученного высушиванием в перпендикулярном поле, когда, как структурная, так и магнитная анизотропия в плоскости вращения поля исключена. Вращение же подложки, покрытой слоем высохшей МЖ при отсутствии поля может указывать на сложный характер формирования формы сухого остатка из круглого слоя коллоидной системы [7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McTague J.P. // J. Chem. Phys. 1969. V. 51. N. 1. P. 133 – 136.
2. Moscovitz R., Rosensweig R.E. // Appl. Phys. Letters. 1967. Vol. 11. N. 10. P. 301–303.
3. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1986. 386 с.
4. M.I. Korobov, M.A. Bedzhanyan, O.V. Borisenko, Yu.I. Dikansky Some features of the interaction of magnetic fluid drops with magnetized aggregates with a rotating magnetic field. *Experimental Thermal and Fluid Science* 85 (2017) 69–74.
5. Диканский Ю.И., Гладких Д.В., Колесникова А.А. Влияние вращающегося магнитного поля на структурное состояние системы намагниченных агрегатов. Сборник научных трудов 17 Международной Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям (6-9 сентября 2016 г., г. Плес). Иваново: Изд-во ФГБОУВО ИГЭУ, 2016. С. 124-130.
6. Формирование фрактальных структур при испарении капель дисперсий наночастиц. Высоцкий В. В., Родлугин В. И., Урюпина О. Я. *Коллоидный журнал*. 2004. Т. 66. №6. С. 862-864.
7. Лебедев-Степанов П.В., Кадушиников Р.М., Молчанов С.П., Иванов А.А., Митрохин В.П., Власов К.О., Рубин Н.А., Юрасик Г.А., Назаров В.Г., Алфимов М.В. Самосборка наночастиц в микрообъеме коллоидного раствора: физика, моделирование, эксперимент // *Российские нанотехнологии*. 2013. № 3-4. С. 5-23.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОНЦЕНТРИРОВАННОЙ ФЕРРОЖИДКОСТИ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРОИЗВОЛЬНОЙ АМПЛИТУДЫ

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

Кафедра теоретической и математической физики, Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет,
Россия, 620000, г. Екатеринбург, пр. Ленина 51,
E-mail: rusanoff.mixail@yandex.ru¹

Аннотация. Целью работы является описание влияния межчастичных диполь-дипольных взаимодействий и амплитуды переменного магнитного поля на динамическую восприимчивость и релаксационные процессы в феррожидкостях. Для этого численно решается уравнение Фоккера-Планка для плотности вероятности ориентации магнитного момента феррочастицы, после чего численно определяются линейная динамическая восприимчивость χ_1 и третья гармоника χ_3 исследуемой системы. На основе численных результатов строятся простые аппроксимационные формулы для χ и χ_3 , зависящие от интенсивности диполь-дипольных межчастичных взаимодействий, концентрации феррочастиц в системе и амплитуды переменного магнитного поля. Анализируется поведение χ и χ_3 в зависимости от параметров системы.

Ключевые слова: ферромагнитная жидкость, уравнение Фоккера-Планка, намагниченность, динамическая восприимчивость

MATHEMATICAL MODELING OF THE DYNAMIC PROPERTIES OF CONCENTRATED FERROFLUID IN AN ALTERNATING MAGNETIC FIELD OF ARBITRARY AMPLITUDE

Rusanov M.S.¹, Elfimova E.A., Zverev V.S.

Department of Theoretical and Mathematical Physics, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University,
51 Lenin Avenue, Ekaterinburg 620000, Russia
E-mail: rusanoff.mixail@yandex.ru¹

Annotation. The aim of this work is to describe the effect of interparticle dipole-dipole interactions and the amplitude of an alternating magnetic field on the dynamic susceptibility and relaxation processes in ferrofluids. For this task, the Fokker-Planck equation for the magnetic moment orientation probability density of the ferroparticle was solved numerically, and then the linear dynamic susceptibility χ and the third harmonic χ_3 of the system under study were determined numerically. Simple approximation formulas for χ and χ_3 , depending on the intensity of dipole-dipole interparticle interactions, the concentration of ferroparticles in the system, and the amplitude of the alternating magnet-

ic field, were constructed based on numerical results. The behavior of χ and χ_3 depending on the system parameters was analyzed.

Key words: ferrofluid, Fokker-Planck equation, magnetization, dynamic susceptibility



РУСАНОВ Михаил Сергеевич окончил Институт естественных наук и математики в 2021 году. Имеет одну научную публикацию, журнале Physical Review E. В настоящее время является лаборантом-исследователем в проекте «Уральский математический центр». Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ, Минобрнауки РФ.



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.



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.

Феррожидкости – это стабильные коллоидные суспензии однодоменных ферромагнитных материалов в жидкости носителе. Типичные феррожидкости содержат частицы диаметром около 10 нм. Изменение ориентации магнитных моментов частиц в таких системах происходит, в основном, за счет броуновских механизмов, путем вращения самой частицы. Известные экспериментальные результаты динамического отклика феррожидкости на переменное магнитное поле демонстрируют сильную зависимость спектра восприимчивости от амплитуды переменного поля и межчастичных диполь-дипольных взаимодействий. В настоящей работе теоретически изучаются динамические свойства феррожидкости в области больших амплитуд переменного магнитного поля, умеренных концентраций феррочастиц и интенсивностей межчастичных диполь-дипольных взаимодействий. В результате предложены простые аппроксимационные формулы для прогнозирования динамической восприимчивости феррожидкости в зависимости от ампли-

туды переменного поля, концентрации феррочастиц и интенсивности диполь-дипольного взаимодействия.

Феррожидкость моделируется как ансамбль из N сферических, одноподоменных частиц одинакового диаметра, равномерно распределенных в некотором объеме. Направление i -го магнитного момента описывается вектором $\mathbf{m}_i = m\hat{\mathbf{m}}_i = m(\sin\theta_i \cos\varphi_i, \sin\theta_i \sin\varphi_i, \cos\theta_i)$. Положение центра i -ой частицы определяется радиус-вектором $\mathbf{r}_i = r\hat{\mathbf{r}}_i = r(\sin\zeta_i \cos\psi_i, \sin\zeta_i \sin\psi_i, \cos\zeta_i)$. Внешнее переменное магнитное поле $\mathbf{H} = h \cos(\omega t) \hat{\mathbf{H}}$ действует в направлении оси Oz , где ω – частота переменного поля, t – время.

Из-за симметрии системы ориентация магнитного момента описывается только полярным углом θ_i . Вращательное движение магнитного момента случайно выбранной частицы определяется плотностью вероятности $W = W(t, x)$, $x = \cos\theta$, которая является решением уравнения Фоккера – Планка

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

где τ_B – характерное время броуновской релаксации магнитного момента частицы. Потенциальная энергия U в уравнении (1) имеет вид:

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

где второе слагаемое в правой части равенства отвечает за учет межчастичных диполь-дипольных взаимодействий в рамках модифицированной теории среднего поля первого порядка [1], $\alpha = \frac{mH}{k_B T}$ – параметр Ланжевена, характеризующий отношение энергии взаимодействия между магнитным моментом частицы и переменным магнитным полем к тепловой энергии $k_B T$. Потенциальная энергия (2) имеет первый порядок по восприимчивости Ланжевена χ_L , которая зависит от концентрации частиц и квадрата магнитного момента, являясь комплексной характеристикой плотности феррожидкости и интенсивности межчастичных диполь-дипольных взаимодействий.

Уравнение (1) было решено численно. Особенности его решения подробно описаны в работе [2]. Полученные численные результаты для $W(t, x)$ использовались при расчете динамической намагниченности:

$$M(t) = \frac{\rho m}{2} \int_{-1}^1 x W(t, x) dx, \quad (3)$$

где ρ – концентрация частиц. Действительные χ' , χ'_3 и мнимые χ'' , χ''_3 части линейной и кубической динамической восприимчивости определялись как первый и третий члены ряда Фурье функции $M(t)$

$$\chi' = \frac{\omega}{\pi h} \int_0^{2\pi/\omega} M(t) \cos(\omega t) dt, \quad (4)$$

$$\chi'' = \frac{\omega}{\pi h} \int_0^{2\pi/\omega} M(t) \sin(\omega t) dt, \quad (5)$$

$$\chi'_3 = \frac{\omega}{\pi h^3} \int_0^{2\pi/\omega} M(t) \cos(3\omega t) dt, \quad (6)$$

$$\chi''_3 = \frac{\omega}{\pi h^3} \int_0^{2\pi/\omega} M(t) \sin(3\omega t) dt \quad (7)$$

На основе численных решений была определена простая аппроксимационная формула для динамической восприимчивости χ :

$$\chi'(\omega) = \frac{\chi(0)}{1+(\omega\tau_E)^2}, \quad (8)$$

$$\chi''(\omega) = k \frac{\chi(0)\omega\tau_E}{1+(\omega\tau_E)^2}, \quad (9)$$

$$\chi(0) = \chi_L \left(1 + \frac{\chi_L}{3}\right) \left(1 - \frac{0.101\alpha^2}{1+0.276\alpha+0.104\alpha^2}\right), \quad (10)$$

$$\frac{1}{\tau_E} = \frac{1}{\tau_B} \sqrt{\left(1 - \frac{\chi_L}{3}\right)^2 + 0.076\alpha^2}, \quad (11)$$

$$k = 1 + \frac{0.027\alpha^2}{1+0.102\alpha+0.047\alpha^2}, \quad (12)$$

где $\chi(0)$ – значение действительной части восприимчивости при низких частотах, $1/\tau_E$ и $k\chi(0)$ – положение и значение максимума мнимой части динамической восприимчивости соответственно.

На рис 1. приведено сравнение численных расчетов динамической восприимчивости с формулами (8) – (12). Рассматривается система с восприимчивостью Ланжевена $\chi_L = 0.5$ для амплитуды переменного поля $0,1 \leq \alpha \leq 20$. Из рисунка видно, что численное решение хорошо соответствует теоретическим значениям.

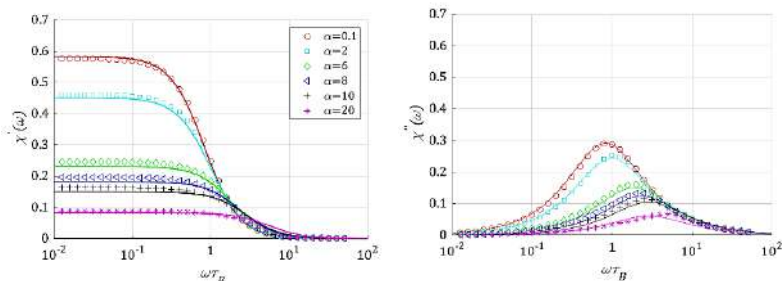


Рис. 1. Действительная $\chi'(\omega)$ и мнимая $\chi''(\omega)$ части восприимчивости взаимодействующих частиц с $\chi_L = 0.5$. На графиках показана динамическая восприимчивость при амплитуде переменного поля $\alpha = 0.1, 2, 6, 8, 10, 20$. Точки взяты из численных расчетов, сплошные линии – формулы (8) – (12)

Рис. 1 показывает, что увеличение амплитуды поля приводит к уменьшению восприимчивости системы и смещению вправо мнимой части $\chi''(\omega)$. Это свидетельствует об уменьшении времени релаксации магнитных моментов частиц. Таким образом, увеличение амплитуды поля способствует ускорению ориентационной релаксации частиц в системе.

В настоящее время идет работа по определению аппроксимационных формул для действительной и мнимой частей третьей гармоники динамической восприимчивости χ_3 , которые одновременно учитывают вклад межчастичных взаимодействий и справедливы для произвольной амплитуды переменного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках проекта «Уральский математический центр» (номер соглашения 075-02-2022-877).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. 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. art. num. 044604.

ЦИРКУЛЯЦИОННЫЕ ТЕЧЕНИЯ, СПРОВОЦИРОВАННЫЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ, В МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

Мусихин А.Ю., Зубарев А.Ю.

ФГАОУ ВО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
г. Екатеринбург, Россия,

E-mail: Antoniusmagna@yandex.ru¹, a.j.zubarev@urfu.ru²,

Аннотация. Мы предлагаем теоретическую модель и метод ее приближенного анализа для течений, вызываемых бегущим магнитным полем в канале, заполненном Ньютоновской немагнитной жидкостью и внедренной в нее каплей феррожидкости. Один конец канала предполагается закрытым (тромбированным). Исследование проводилось в рамках развития научной основы магнитоиндуцированной интенсификации транспорта лекарств в тромбированных кровеносных сосудах.

Ключевые слова: магнитная жидкость, осциллирующий магнитный поток, поле-индуцированный поток, тромбоз

CIRCULATION FLOWS PROVOKED BY A MAGNETIC FIELD IN MAGNETIC LIQUIDS

Musikhin A.Yu.¹, Zubarev A.Yu.²,

^{1,2}Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia,

E-mail: Antoniusmagna@yandex.ru¹, a.j.zubarev@urfu.ru².

Abstract. We propose a theoretical model and a method for its approximate analysis for flows caused by a traveling magnetic field in a channel filled with a Newtonian nonmagnetic fluid and a drop of ferrofluid embedded in it. One end of the channel is assumed to be closed (thrombotic). The study was carried out as part of the development of the scientific basis for the magnetically induced intensification of drug transport in thrombosed blood vessels.

Key words: magnetic fluid, oscillating magnetic field, field-induced flow, thrombus



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 грантами РФ, РФФИ, Минобразования РФ, а также грантами Великобритании, Франции, Германии, Испании и США.



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 20 научных публикаций, в том числе 15 статей в иностранных журналах. В настоящее время является ассистентом кафедры теоретической и математической физики УрФУ. Научно-исследовательская работа в области жидких и мягких магнитных полимеров поощрялась грандами РФФИ и РФН.

Основная проблема лечения инсульта в головном мозге связана с очень медленной диффузией тромболитических препаратов в тромбированных сосудах. Американская компания Pulse Therapeutics предложила решение этой проблемы, основанное на использовании магнитных микро- или нано-размерных частиц, вовлекаемых во вращательное движение переменным магнитным полем, способными создавать циркуляционные потоки в тромбированных сосудах [1]. Эти потоки значительно усиливают конвективный транспорт лекарств к тромбам. По этой теме было опубликовано всего несколько работ [2-4], поэтому физическое понимание происхождения циркуляционных или колебательных потоков, создаваемых движущимися и вращающимися магнитными частицами, отсутствует. В этой работе мы предлагаем теоретическую модель, учитывающую движение феррочастиц и индуцированные потоки жидкости внутри канала под воздействием переменных неоднородных магнитных полей. Полученные амплитуды скорости жидкости сравниваются с величинами, необходимыми для эффективной доставки лекарственного препарата к тромбам в реальных ситуациях.

В этой работе мы предлагаем модель течений, генерируемых бегущим осциллирующим полем в канале с каплей феррожидкости, находящейся рядом с тромбом, а также приближенный метод решения возникающих уравнений.

Ради максимального упрощения математической стороны дела, в качестве модели кровеносного сосуда мы рассмотрим не цилиндрический канал, а полубесконечную плоскую щель, заполненную немагнитной ньютоновской жидкостью. Рассматриваемая модельная система проиллюстрирована на рис. 1. Левый конец щели закрыт непроницаемой для жидкости стенкой, моделирующей тромб; в щели невдалеке от стенки находится капля растворимой феррожидкости.

Пусть m и M - магнитный момент частицы и намагниченность насыщения ее материала; V_p - объем частицы. Предполагается, что толщина зазора l значительно меньше диаметра соленоида L ($l \ll L$). В центр щели введена капля феррожидкости.

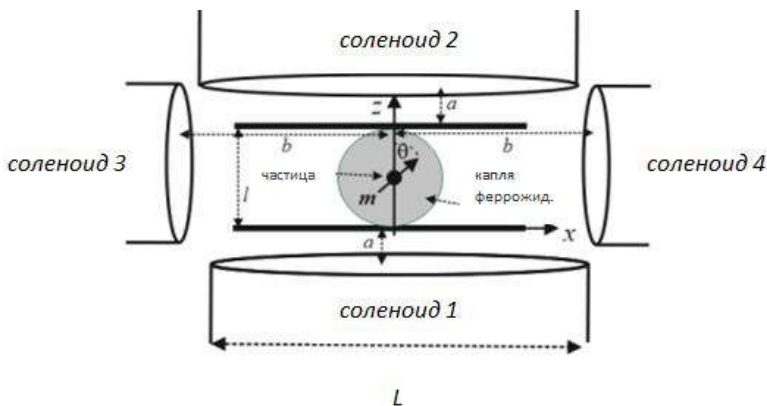


Рис.1. Иллюстрация моделируемой системы

Локальную объемную концентрацию феррочастиц обозначим $\Phi(x, z, t)$ и, для максимального упрощения математики, рассмотрим двумерное приближение, когда все физические события происходят в плоскости (x, z) , показанной на Рис.1. Кроме того, мы будем пренебрегать эффектами броуновского вращения частиц. Это означает, что Земановская энергия взаимодействия частицы с полем \mathbf{H} предполагается значительно больше тепловой энергии kT . Отметим, что с практической точки зрения этот случай является наиболее интересным. Для частиц магнетита диаметром около 10-20 нм это условие выполняется, если локальная \mathbf{H} превышает 10 кА/м, что легко достижимо в реальных условиях.

Уравнения течения намагничивающейся жидкости при малом числе Рейнольдса можно представить в виде (см. [5,6]):

$$\begin{aligned}
 \rho \frac{\partial v_x}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta \Delta v_x + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \Gamma + \mu_0 M \Phi \left[\cos \theta \frac{\partial}{\partial z} + \sin \theta \frac{\partial}{\partial x} \right] H_x \\
 \rho \frac{\partial v_z}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \eta \Delta v_z + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \Gamma + \mu_0 M \Phi \left[\cos \theta \frac{\partial}{\partial z} + \sin \theta \frac{\partial}{\partial x} \right] H_z \\
 \frac{\partial}{\partial x} v_x + \frac{\partial}{\partial z} v_z &= 0
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $\Delta = \partial^2 v_x / \partial z^2 + \partial^2 v_z / \partial x^2$ – оператор Лапласа, $\Gamma = \mu_0 M \Phi (H_z \sin \theta - H_x \cos \theta)$ – магнитный момент, действующий на единицу объема феррожидкости; \mathbf{H} – локальное магнитное поле в жидкости; θ – угол между магнитным моментом частицы \mathbf{m} и осью Oz , перпендикулярной плоскости

кости зазора (см. рис.1). Третьи члены в первых двух уравнениях (1) представляют собой напряжения, возникающие из-за магнитного момента Γ ; четвертые - пондеромоторную силу, действующую на жидкость со стороны неоднородного поля \mathbf{H} .

Граничные условия для (1) имеют вид:

$$\begin{aligned} v_x = v_z = 0 \text{ при } z=0, l & \quad (2) \\ v_x, v_z \rightarrow 0 \text{ при } x \rightarrow \infty & \\ v_x, v_z = 0 \text{ при } x = 0 & \end{aligned}$$

В не-броуновском приближении уравнения для угла θ записываются так [1]:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x} \right] - \frac{1}{6\eta\Phi} \Gamma \quad (3)$$

Заметим, что отношение Γ/Φ представляет собой магнитный момент на единицу объема частицы.

Уравнение непрерывности для концентрации частиц можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \Phi + \operatorname{div} \left[\Phi - \frac{1}{3\pi\eta d} \nabla U \right] &= D\Delta\Phi \quad (4) \\ U = -\mu_0 M V_p \left[H_z \cos \theta + H_x \sin \theta \right] & \end{aligned}$$

Здесь d -диаметр частицы; D -коэффициент диффузии; U -потенциальная энергия частицы в поле \mathbf{H} .

Ниже мы будем использовать следующие оценки параметров системы. Предполагаем, что частицы магнетитовые, поэтому $M \approx 500$ кА/м; диаметр частицы $d \approx 15-20$ нм; полная объемная концентрация частиц $\Phi \approx 0,01-0,05$; угловая частота ω поля, создаваемого соленоидом, приблизительно 10 с⁻¹; соленоид поддерживает поле \mathbf{H} внутри зазора с абсолютным значением напряженности $H > 10$ кА/м. Вязкость и плотность вмещающей среды близки к таковым для воды, т. е. $\eta \sim 10^{-3}$ Па·с; $\rho \sim 10^3$ кгм⁻³. Толщина зазора оценивается как $l \approx 1$ мм, что соответствует диаметру кровеносного сосуда в мозге.

В рамках этих приближений уравнения течения в канале могут быть представлены в квазистационарном виде

$$\begin{aligned} -\nabla + \eta\Delta\mathbf{v} + \mathbf{F} &= 0 \quad (5) \\ \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0 \end{aligned}$$

с граничными условиями (3).

Плотность пондеромоторной силы \mathbf{F} можно представить в виде:

$$\mathbf{F} = \mu_0 \Phi M \left(\sin \theta \cdot \frac{\partial}{\partial x} + \cos \theta \frac{\partial}{\partial z} \right) \mathbf{H} \quad (6)$$

Для дальнейшего удобно ввести функцию тока Ψ так что

$$v_x = \frac{\partial}{\partial z} \Psi, \quad v_z = -\frac{\partial}{\partial x} \Psi \quad (7)$$

Вычислив ротор от обеих частей первых двух уравнений (2) и учитывая (7), а также уравнение $\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{0}$, после несложных вычислений получаем

$$\begin{aligned} \Delta^2 \Psi &= G(x, z, t) \\ G(x, z, t) &= \frac{\mu_0 M}{\eta} \left[\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{H} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \Phi - \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{H} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \Phi \right] \\ \Delta^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^2}{\partial x^2 \partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^4} \end{aligned} \quad (8)$$

Граничные условия (3) сейчас могут быть переписаны так:

$$\begin{aligned} z=0, l \quad \frac{\partial \Psi}{\partial z} &= \frac{\partial \Psi}{\partial z} = 0 \\ x=0 \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = 0 \\ x \rightarrow \infty \quad \frac{\partial \Psi}{\partial x} &= \frac{\partial \Psi}{\partial z} \rightarrow 0 \end{aligned} \quad (9)$$

Уравнение (8) содержит четвертые производные от искомой функции Ψ по координатам. Точные аналитические решения таких уравнений не известны. Численное их решение тоже сталкивается с плохо преодолимыми сложностями. Поэтому здесь воспользуемся идеями метода сращиваемых асимптотических разложений суть которого состоит в сращивании асимптотических разложений, получаемых в различных участках течения.

Система (1-4) для компонент скорости течения феррожидкости, была решена при помощи данного метода. Опуская, за неимением места, детали расчетов, приведем результаты.

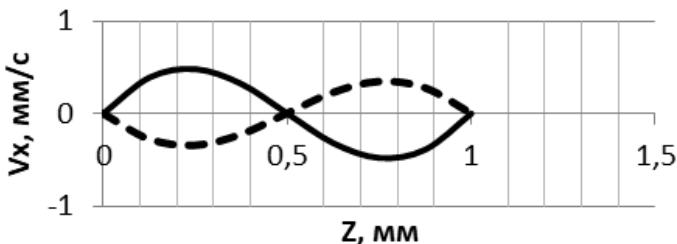


Рис. 2. Продольная составляющая скорости v_x по отношению к координате z при фиксированном $x=10$ мм на рис.1. Пунктирная линия: время $t=0,5$ с; сплошная: $t=1$ с. угловая частота поля $\omega \sim 10 \text{ с}^{-1}$. Объемная концентрация частиц в центре капли $\Phi_0=0,01$; дисперсия $\sigma=1$ см; характеристики соленоида одинаковы для всех соленоидов: диаметр $L=1$ см; ток $I=10$ А; высота $h=1$ см; количество витков $N=10^4$. Расстояния, показанные на рис.1: $a=b=5$ см; толщина зазора $l=1$ мм

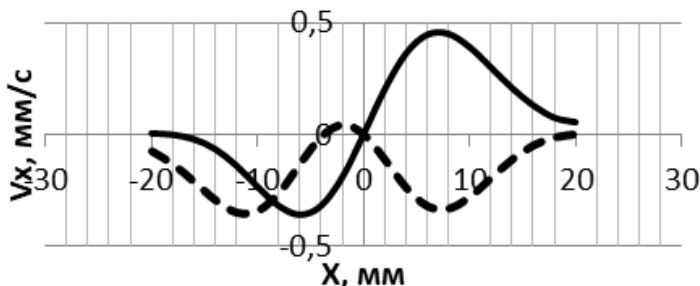


Рис. 3. Продольная составляющая скорости v_x по отношению к координате x при фиксированном $z=|l/8$ на рис.1. Пунктирная линия: время $t=0,5$ с; сплошная линия: $t=1$ с. Остальные параметры те же, что и на рис. 2

Резюмируя отметим, что в работе представлена теоретическая модель и метод ее приближенного анализа для течений, вызываемых бегущим магнитным полем в канале, заполненном Ньютоновской немагнитной жидкостью и внедренной в нее каплей феррожидкости, находящейся рядом с тромбом. Полученные результаты показывают, что вращающееся магнитное поле с амплитудой около 17кА/м и частотой около 10с^{-1} в канале шириной 1мм может индуцировать циркуляционный поток с амплитудой скорости порядка нескольких десятых долей миллиметра в секунду, что может представлять интерес с точки зрения адресной доставки лекарств в сосудах.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, проект 20-12-00031.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Creighton, Francis M. 2012. "Magnetic-based systems for treating occluded vessels." U.S. Patent No. 8,308,628. 13 Nov.
2. Clements, M. J. 2016. A mathematical model for magnetically-assisted delivery of thrombolytics in occluded blood vessels for ischemic stroke treatment (Doctoral dissertation, Texas University).
3. Gabayno, J. L. F., Liu, D. W., Chang, M., & Lin, Y. H. 2015. Controlled manipulation of Fe_3O_4 nanoparticles in an oscillating magnetic field for fast ablation of microchannel occlusion. *Nanoscale*, 7(9), 3947-3953. (doi: 10.1039/x0xx00000x)
4. Li, Q., Liu, X., Chang, M., & Lu, Z. (2018). Thrombolysis Enhancing by Magnetic Manipulation of Fe_3O_4 Nanoparticles. *Materials*, 11(11), 2313, 12p.
5. Anton Musickhin, Andrey Yu Zubarev, Maxim Raboissou-Michel, Gregory Verger-Dubois and Pavel Kuzhir, Field-induced circulation flow in magnetic fluids, *Phil. Trans. R. Soc. A*, 378: 20190250

АНИЗОТРОПИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ, СОЗДАВАЕМАЯ ПРИЛОЖЕННЫМ ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Коровин В.М.

ФГБОУВО «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», НИИ механики МГУ,
Российская Федерация, 119192, г. Москва, Мичуринский проспект, д. 1
E-mail: verazhan@yandex.ru

Аннотация. Найдено решение задачи о волнах на свободной поверхности глубокого слоя магнитной жидкости. Слой находится в горизонтальном магнитном поле электромагнита. В начальный момент времени, когда жидкость покоится, магнитные силы отсутствуют. Используется модель линейного намагничивания. Получено дисперсионное соотношение задачи. Из него следует, что фазовая скорость волны зависит от величины угла между вектором магнитного поля, создаваемого электромагнитом, и волновым вектором.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитное поле, свободная поверхность, плоские волны, фазовая скорость, анизотропия

WAVE PROPAGATION ANISOTROPY IN A MAGNETIC FLUID CREATED BY AN APPLIED HORIZONTAL MAGNETIC FIELD

Korovin V.M.

M.V. Lomonosov Moscow State University, Research Institute of Mechanics, Russian Federation, 119192, Moscow, Michurinsky prosp., 1
E-mail: verazhan@yandex.ru

Annotation. We study waves on the free surface of a deep layer of magnetic fluid. The layer is in the horizontal magnetic field of an electromagnet. Initially, the fluid is at rest, and there are no magnetic forces. A solution is obtained within the framework of the linear magnetization model. The dispersion relation is derived, which implies that the phase velocity of wave depends on the angle between the wave vector and magnetic field vector created by the electromagnet.

Key words: magnetic fluid, magnetic field, free surface, plane waves, phase velocity, anisotropy

Введение. В магнитной гидродинамике известны [1] анизотропные плоские волны на горизонтальной свободной поверхности невязкой электропроводной жидкости. Такие волны возникают в случае, когда сквозь жидкость проходит подведенный от источника питания горизонтальный электрический ток постоянной плотности и приложено однородное горизонтальное магнитное поле, а создаваемая ими сила

Лоренца направлена вниз. Анизотропия волн порождается возмущением силы Лоренца, вызываемым волнами.

Исследование анизотропии магнитогидродинамических поверхностных волн с учетом магнитного поля, индуцируемого протекающим сквозь жидкость электрическим током, проведено в работе [2].

По сравнению с уравнениями, используемыми в магнитной гидродинамике для описания магнитного и электрического полей, в феррогидродинамике применяется более простая система уравнений магнитостатики. Это упрощает исследование эффекта анизотропии распространения волн в магнитной жидкости.

В [3] предложен способ определения начальной магнитной восприимчивости магнитной жидкости с известными в отсутствие поля физическими свойствами. При этом используется найденная из эксперимента длина волны, распространяющейся в направлении приложенного горизонтального магнитного поля заданной напряженности.

В докладе рассмотрены волны в глубокой магнитной жидкости, создаваемые вибрирующей упругой пластиной из немагнитизирующегося материала. Расположенная вертикально пластина находится в магнитной жидкости. Приложенное магнитное поле параллельно первоначально горизонтальной свободной поверхности.

Отметим, что в случае воды капиллярные волны легко возбудить, ударив по камертону и опустив его концы в воду. На опыте такие волны наблюдаются достаточно близко от концов камертона [4].

Постановка задачи. Рассматриваются волны в глубокой магнитной жидкости. Физические свойства и температура жидкости постоянны. Жидкость заполняет контейнер с немагнитизирующимися стенками, помещенный между полюсными наконечниками электромагнита, создающего горизонтальное магнитное поле \mathbf{H}_0 .

Так же как в случае возбужденных камертоном волн в обычной жидкости [4] волны создаются находящейся в магнитной жидкости вертикальной упругой пластиной из немагнитизирующегося материала. Предполагается, что перед погружением пластины в жидкость в последний момент нахождения пластины в атмосферном воздухе ударом по ее плоскости вблизи нижней кромки была создана вибрация пластины.

В исходном состоянии гидростатического равновесия магнитной жидкости, находящейся в контейнере (область 1), ее свободная поверхность, вектор намагнитченности $\mathbf{M}_0 = \chi_1 \mathbf{H}_0$ и вектор магнитной индукции $\mathbf{B}_{01} = \mu_0 (\mathbf{H}_0 + \mathbf{M}_0) = \mu_0 (1 + \chi_1) \mathbf{H}_0$ горизонтальны. Здесь $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Г/м}$ – магнитная постоянная, а χ_1 – начальная магнитная восприимчивость. Ввиду однородности магнитного поля магнитные

силы отсутствуют. В воздухе над феррожидкостью – область 2 – имеем $\mathbf{V}_{02} = \mu_0 \mathbf{H}_0$.

Введем декартову прямоугольную систему координат \mathbf{Oxz} . Начало координат поместим на первоначально плоской свободной поверхности. Волновой вектор \mathbf{k} и ось x имеют одинаковое направление, а ось z направим противоположно вектору ускорения свободного падения \mathbf{g} . Обозначим через θ угол между вектором \mathbf{H}_0 и вектором \mathbf{k} . Рассматривается область: $0 \leq \theta < \pi/2$, $-\infty < z < +\infty$.

В отсутствие волн давление в феррожидкости выражается функцией $p_0(z) = p_a - \rho g z$, где ρ – плотность жидкости, p_a – атмосферное давление.

Пусть возвышение возмущенной свободной поверхности описывается уравнением, $z = \zeta(x, t)$ где t – время. Магнитные поля в областях 1, 2, возмущенные изменением формы свободной поверхности, обозначим $\mathbf{H}_j(x, z, t) = (H_{jx}, H_{jz})$, $j=1, 2$. Вектор намагниченности феррожидкости и векторы магнитной индукции в соответствующих областях обозначим через

$$\mathbf{M}(x, z, t) = \chi_1 (H_{1x}, H_{1z}), \quad \mathbf{V}_1(x, z, t) = \mu_0 (1 + \chi_1) \mathbf{H}_1, \\ \mathbf{V}_2(x, z, t) = \mu_0 \mathbf{H}_2$$

Так как в рассматриваемых средах электрические токи отсутствуют, то существует потенциал магнитного поля $\Psi_j(x, z, t)$ и можем записать:

$$\mathbf{H}_j = \nabla \Psi_j, \quad j = 1, 2, \quad \mathbf{V}_1 = \mu_0 (1 + \chi_1) \nabla \Psi_1, \quad \mathbf{V}_2 = \mu_0 \nabla \Psi_2 \quad (1)$$

С учетом последних двух выражений (1) функции $\Psi_j(x, z, t)$ ввиду отсутствия свободных магнитных зарядов находятся из уравнений

$$\frac{\partial^2 \Psi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_j}{\partial z^2} = 0, \quad j = 1, 2$$

Положим

$$\Psi_j(x, z, t) = H_0 x \cos \theta + f_j(x, z, t), \quad j = 1, 2.$$

Считая $|\nabla f_j| \ll H_0$, получаем уравнения для возмущений потенциалов магнитного поля

$$\frac{\partial^2 f_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_j}{\partial z^2} = 0, \quad j = 1, 2 \quad (2)$$

Граничные условия магнитостатики на свободной поверхности записываются следующим образом

$$z = \zeta(x, t) : \quad \mathbf{s} \cdot (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = 0, \quad \mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = 0.$$

Здесь $\mathbf{n} = \mathbf{n}(t)$, $\mathbf{s} = \mathbf{s}(t)$ – единичные векторы соответственно нормали и касательной к кривой $z = \zeta(x, t)$ в точке x на плоскости Oxz .

В линейном приближении имеем

$$z = 0 : f_1 = f_2, (1 + \chi_1) \frac{\partial f_1}{\partial z} - \frac{\partial f_2}{\partial z} = \chi_1 H_0 \frac{\partial \zeta}{\partial x} \cos \theta \quad (3)$$

Вдали от свободной поверхности возмущение магнитного поля исчезает.

Линейная система уравнений гидродинамики имеет вид

$$\operatorname{div} \mathbf{u} = 0 \quad \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla p_1 + \rho \mathbf{g} + \mu_0 M_0 \nabla \frac{\partial f_1}{\partial x} \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{u}(x, z, t) = (u_x, u_z)$ – скорость феррожидкости, $p_1 = p_1(x, z, t)$ – возмущение давления, вызванное волнами.

На свободной поверхности имеем кинематическое и динамическое условия

$$z = 0 : \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} = u_z, \quad p_1 = -\alpha \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2}, \quad (5)$$

где α – коэффициент поверхностного натяжения на границе раздела магнитная жидкость – воздух.

После введения потенциала скорости $\mathbf{u} = \nabla \varphi(x, z, t)$ из уравнения движения (4) находим

$$p_1(x, z, t) = -\rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \rho g z + \mu_0 M_0 \frac{\partial f_1}{\partial x}$$

При этом гидродинамическая задача (4), (5) записывается следующим образом

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (6)$$

$$z = 0 : \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \rho g \zeta - \mu_0 M_0 \frac{\partial f_1}{\partial x} - \alpha \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} = 0 \quad (7)$$

Далее рассматривается задача феррогидродинамики (2), (3), (6), (7).

Анизотропия волн. Решение этой задачи будем разыскивать в виде нормальных мод [5] пропорциональных $\exp\{i[kx - \omega(k)t]\}$:

$$(\zeta(x, t), f_j(x, z, t), \varphi(x, z, t)) = (Z, F_j(z), \Phi(z)) \exp\{i[kx - \omega(k)t]\}$$

Здесь $j=1,2$, i – мнимая единица, z – константа, $k > 0$ – волновое число, а частота $\omega(k)$ находится с помощью уравнений (2), (6) и граничных условий (3), (7).

Получено дисперсионное соотношение

$$\omega^2 = gk + \frac{\mu_0 \cos \theta}{\rho} H_0^2 k^2 + \frac{\alpha}{\rho} k^3 \quad (8)$$

Из (8) находим фазовую скорость $c(k) = \omega/k$

$$c(k) = \left(\frac{g}{k} + \frac{\mu_0 \cos \theta}{\rho} H_0^2 + \frac{\alpha}{\rho} k \right)^{1/2}$$

В предельном случае $\theta = \pi/2$ полученная формула совпадает с выражением, приведенным в [6].

Заключение. Рассмотрена задача о плоских поверхностных волнах магнитной жидкости в присутствии однородного горизонтального магнитного поля электромагнита. Длины волн много меньше толщины жидкого слоя. Волны вызываются вертикально опущенной в жидкость упругой вибрирующей немагнитичивающейся пластиной. Волновой вектор образует угол θ с вектором магнитного поля, создаваемого электромагнитом. Предполагается, что $0 \leq \theta < \pi/2$.

Показано, что фазовая скорость волны зависит от величины θ . В предельном случае при $\theta = \pi/2$ полученная формула совпадает с известным выражением для фазовой скорости поверхностных волн обычных жидкостей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shercliff J.A. Anisotropic surface waves under a vertical magnetic force // J. Fluid Mech. 1969. Vol. 38. Pt. 2, pp. 353-364
2. Коровин В.М. Поверхностные волны в плоском слое проводящей жидкости при наличии горизонтальных электрического тока и внешнего магнитного поля // Журнал технической физики. 1996. Т. 66. Вып. 8. С. 10-24
3. Коровин В.М., Кубасов А.А. // Патент. Опубликовано 10.12.1997
4. Лайтхилл Д. Волны в жидкостях. //М.: Мир, 1981. 598 с.
5. Дразин Ф. Введение в теорию гидродинамической устойчивости. //М.: Физматлит, 2005. 287 с.
6. Узем Дж. Линейные и нелинейные волны. // М.: Мир, 1977. 622 с.

ПОГЛОЩЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

Комилов К., Зарифзода А.К.¹, Убайди А.
Таджикский национальный университет,
Таджикистан, 734025, г. Душанбе, пр. Рудаки, 17
E-mail: afzal.z@mail.ru¹

Аннотация. На основе уравнения движения двухкомпонентной магнитной жидкости, полученного на основе метода кинетических уравнений, исследованы процессы поглощения акустических волн в магнитной жидкости с вмороженной намагниченностью. Получены аналитические выражения, описывающие процессы поглощения сдвиговых и магнитозвуковых волн в магнитных жидкостях. На основе полученного выражения для коэффициента поглощения быстрых магнитозвуковых волн проведены численные расчеты зависимости коэффициента поглощения от частоты внешнего возмущения и напряженности магнитного поля. Показано, что полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с другими литературными данными.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитозвуковые волны, поглощение, дисперсия

ABSORPTION OF ACOUSTIC WAVES IN MAGNETIC LIQUIDS

Komilov K., Zarifzoda A.Q.¹, Obaidi A.
Tajik National University,
Tajikistan, 734025, Dushanbe, Rudaki Ave., 17
E-mail: afzal.z@mail.ru¹

Annotation. On the basis of the equation of motion of a two-component magnetic fluid, obtained on the basis of the method of kinetic equations, the processes of absorption of acoustic waves in a magnetic fluid with frozen-in magnetization are studied. Analytical expressions are obtained that describe the processes of absorption of shear and magnetosonic waves in magnetic fluids. On the basis of the obtained expression for the absorption coefficient of fast magnetosonic waves, numerical calculations of the dependence of the absorption coefficient on the frequency of the external disturbance and the magnetic field strength were carried out. It is shown that the obtained results are in satisfactory agreement with other literature data.

Key words: magnetic fluid, magnetosonic waves, absorption, dispersion

Магнитные жидкости благодаря своей уникальности, позволяющей с помощью внешнего магнитного поля контролируемо управлять ее физическими свойствами, все больше находят применение в различных приложениях. Для успешного технического применения магнитных жидкостей необходимо иметь полную информацию об их внутренней структуре и данные о неравновесных процессах, протекающих в них при воздействии

внешнего возмущения и изменении термодинамических параметров системы. Акустический метод является одним из преимущественных методов исследования, который, изучая особенности распространения и поглощения волн в магнитных жидкостях, дает информацию об их строении и отслеживает релаксационные процессы, происходящие в них.

Целью настоящего сообщения является исследование коэффициента поглощения акустических волн в магнитных жидкостях с учетом влияния внешнего магнитного поля.

Известно, что существуют различные физические механизмы поглощения акустических волн в магнитной жидкости, такие, как вязкостный механизм, механизм внутреннего теплообмена, релаксация намагниченности и другие динамические процессы [1]. В данном случае, для исследования процессов распространения и поглощения волн рассмотрим вязкоупругую магнитную жидкость с замороженной намагниченностью [2]. Для этой цели воспользуемся уравнением движения магнитной жидкости, полученным на основе кинетических уравнений для двухкомпонентной магнитной жидкости [3]:

$$\sum_{i=f,s} \rho_i \frac{dv_i^\alpha(\mathbf{q},t)}{dt} - \sum_{i=f,s} \frac{\partial \sigma_i^{\alpha\beta}(\mathbf{q},t)}{\partial q^\beta} = \mu_0 M^\beta \frac{\partial H^\alpha}{\partial q^\beta}. \quad (1)$$

С целью упрощения дальнейших расчетов, используя средние величины гидродинамических переменных $\rho(\mathbf{q},t) = \sum_{i=f,s} \rho_i(\mathbf{q},t)$,

$\rho(\mathbf{q},t)\mathbf{v}(\mathbf{q},t) = \sum_{i=f,s} \rho_i(\mathbf{q},t)\mathbf{v}_i(\mathbf{q},t)$, а также, обозначая коэффициенты вяз-

кости и модули упругости с помощью соответствующих парциальных величин

$$\begin{aligned} \eta_s &= \sum_{i=f,s} \eta_{si}, & \eta_v &= \sum_{i=f,s} \eta_{vi}, \\ \mu &= \sum_{i=f,s} \mu_i, & K &= \sum_{i=f,s} K_i \end{aligned} \quad (2)$$

приводим уравнение (1) к виду, аналогичному уравнению однокомпонентной жидкости:

$$\rho \frac{dv^\alpha(\mathbf{q},t)}{dt} - \frac{\partial \sigma^{\alpha\beta}(\mathbf{q},t)}{\partial q^\beta} = \mu_0 M^\beta \frac{\partial H^\alpha}{\partial q^\beta}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma^{\alpha\beta}(\mathbf{q},t) &= -P\delta^{\alpha\beta} + K(\mathbf{q},t)\text{div}\mathbf{u}\delta^{\alpha\beta} + \eta_v(\mathbf{q},t)\text{div}\dot{\mathbf{u}}\delta^{\alpha\beta} + \\ &+ 2\mu(\mathbf{q},t)\left\{\frac{\partial u^\alpha}{\partial q^\beta}\right\} + 2\eta_s(\mathbf{q},t)\left\{\frac{\partial \dot{u}^\alpha}{\partial q^\beta}\right\} - \end{aligned}$$

микроскопическое выражение тензора напряжения, определяемое посредством парциальных коэффициентов вязкости и модулей упругости (2) магнитной жидкости.

Для магнитной подсистемы с замороженной намагниченностью, эволюция намагниченности описывается уравнением [4]:

$$\frac{dM^\alpha}{dt} = M^\beta \frac{\partial v^\alpha}{\partial q^\beta}. \quad (4)$$

Таким образом, рассматривая малые возмущения в магнитной жидкости, линеаризуя уравнения (3) и (4) и совершая в них фурье-преобразование по координатам и времени, получим:

$$(\rho_0 \omega^2 - \tilde{\mu}(\omega) k^2) u^\alpha - \left(\tilde{K}(\omega) + \frac{1}{3} \tilde{\mu}(\omega) \right) k^\alpha (\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}) + i \mu_0 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{M}_0) H^\alpha = 0, \quad (5)$$

$$M^\alpha - i (\mathbf{k} \cdot \mathbf{M}_0) u^\alpha = 0,$$

где $\tilde{K}(\omega) = K(\omega) - i\omega\eta_v(\omega)$, $\tilde{\mu}(\omega) = \mu(\omega) - i\omega\eta_s(\omega)$ – комплексные динамические объемный и сдвиговый модули упругости магнитной жидкости.

Считаем, что вектор напряженности внешнего магнитного поля \mathbf{H} направлен по оси Oz , а волновой вектор \mathbf{k} лежит на плоскости Oyz , образуя угол ϑ с осью Oz . Из равенства нулю определителя системы (5) получим следующие дисперсионные соотношения:

$$\begin{aligned} \rho_0 \omega^2 - (\tilde{\mu}(\omega) + \mu_0 M H \cos^2 \vartheta) k^2 &= 0, \\ \omega^4 - \frac{1}{\rho_0} \left(\tilde{K}(\omega) + \frac{7}{3} \tilde{\mu}(\omega) + 2\mu_0 M H \cos^2 \vartheta \right) k^2 \omega^2 + \\ + \left(\left(\tilde{K}(\omega) + \frac{4}{3} \tilde{\mu}(\omega) \right) \frac{\tilde{\mu}(\omega)}{\rho_0^2} + \left(\tilde{K}(\omega) + \frac{7}{3} \tilde{\mu}(\omega) \right) \frac{\mu_0}{\rho_0} M H \cos^2 \vartheta + \right. \\ \left. + \frac{\mu_0^2}{\rho_0^2} M^2 H^2 \cos^4 \vartheta \right) k^4 &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Первое уравнение (6), как видно из (5), описывает модифицированную сдвиговую волну, решая которое, получим выражение для коэффициента поглощения сдвиговых волн в магнитной жидкости:

$$\alpha_s(\omega) = \frac{\omega^2}{2\rho_0 c_s^3(\omega)} \eta_s(\omega).$$

Если во втором уравнении (6) пренебрегать членами меньше порядка $\mu_0 M H \cos^2 \vartheta$, для спектра частот быстрой и медленной магнитозвуковых волн имеем:

$$\omega_1^2 = \frac{1}{\rho_0} \left(K_s + \tilde{K}(\omega) + \frac{4}{3} \tilde{\mu}(\omega) + \mu_0 M H \cos^2 \vartheta \right) k^2, \quad (7)$$

$$\omega_2^2 = \frac{1}{\rho_0} \left(\tilde{\mu}(\omega) + \mu_0 M H \cos^2 \vartheta \right) k^2. \quad (8)$$

Выражение (8) для медленной волны по виду совпадает с первым выражением (6) для сдвиговой волны, только в этом случае осциллирующие переменные происходят в другой плоскости.

Теперь в (7), представляя волновое число в комплексном виде $k = k_0 + ia$ и, решая его, для коэффициента поглощения быстрых магнитозвуковых волн получим:

$$\alpha_r(\omega) = \frac{\omega^2}{2\rho_0 c_r^3(\omega)} \left(\eta_v(\omega) + \frac{4}{3} \eta_s(\omega) \right). \quad (9)$$

С учетом аналитических выражений для коэффициентов объемной $\eta_v(\omega)$ и сдвиговой $\eta_s(\omega)$ вязкости магнитных жидкостей, полученных в [3, 5], выражения (9) принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \alpha_r(\omega) = & \frac{\omega^2}{c_r^3(\omega)} \sum_{i=f,s} \frac{N_A}{n_i \mu_i} \left(\frac{2}{3} \sum_{i=f,s} \frac{n_i k T \tau_{li}}{1 + (\omega \tau_{li})^2} + \sum_{i=f,s} \frac{n_i^2 \sigma_i^3}{48\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \Phi_i(r)}{\partial r} \times \right. \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} G_{li}(r, r_1, \omega) \left(\frac{\Phi_i^*(r_1)}{r_1} + \frac{4}{15} \frac{\partial g_i(r_1)}{\partial r_1} \right) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r} + \\ & \left. + \frac{n_i^2 \sigma_i^3 \omega}{240\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \Phi_i(r)}{\partial r} \int_{-\infty}^{\infty} G_{lr}(r, r_1, \omega) \frac{\mu_0}{\beta_f} (\mathbf{m} \nabla) \frac{\partial H}{\partial v} \frac{\partial g_i(r_1)}{\partial r_1} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r} \right), \end{aligned} \quad (10)$$

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

$$\varphi_{(1,2)i}(r, r_1, \omega) = \left(\frac{\omega \tau_{0i}}{2} \right)^{1/2} (r \mp r_1),$$

$$\Phi_i^*(r_1) = \frac{r_1}{3} \frac{\partial g_i}{\partial r_1} - n_i \left(\frac{\partial g_i}{\partial n_i} \right)_T - \gamma_i T \left(\frac{\partial g_i}{\partial T} \right), \quad n_i, \sigma_i, \gamma_i, \Phi_i, g_i - \text{значения}$$

числовой плотности, диаметра частиц, отношения теплоемкостей, потенциальной энергии взаимодействия и радиальной функции распределения соответствующих подсистем.

Результаты численного исследования частотной дисперсии коэффициента поглощения и его зависимости от напряженности внешнего магнитного поля в магнитной жидкости на основе керосина приведены на рис. 1 и 2.

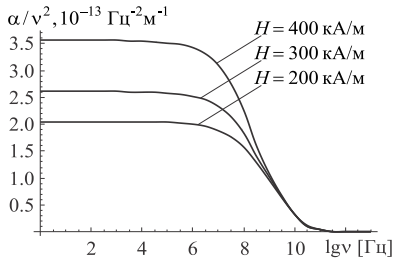


Рис. 1. Частотная зависимость коэффициента поглощения в магнитной жидкости на основе керосина

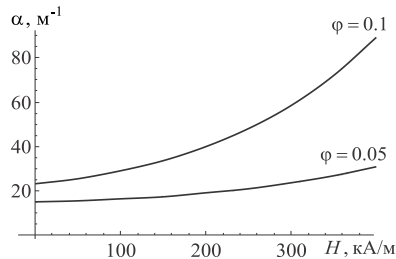


Рис. 2. Зависимости коэффициента поглощения от величины напряженности магнитного поля в магнитной жидкости на основе керосина

Согласно рис. 1 значение параметра α/v^2 в магнитной жидкости на основе керосина испытывает сильную дисперсию и область частотной дисперсии является широкой (более 4 декад) и соответствует диффузионному механизму структурной релаксации [6].

Результаты расчетов, продемонстрированных на рис. 2, показывают, что с возрастанием напряженности внешнего магнитного поля коэффициент поглощения быстрых магнитозвуковых волн нелинейно увеличивается, что обусловлено механизмами магнитовязкого эффекта и релаксации намагниченности в магнитной жидкости.

Результаты проведенных численных расчетов находятся в качественном согласии с результатами [1, 7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Полунин В. М. Акустические свойства нанодисперсных магнитных жидкостей. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. – 384 с.
2. Овчинников И. Э., Соколов В. В. Волны в магнитных жидкостях с равновесной и замороженной намагниченностью // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 1. С. 58–62.
3. Комилов К., Зарипов А. К., Убайди А. Частотная дисперсия коэффициента сдвиговой вязкости и магнитовязкий эффект в магнитных жидкостях // Журнал физической химии. 2020. Т. 94. № 8. С. 1279–1284.
4. Соколов В. В., Толмачев В. В. Применение обобщенного принципа виртуальных работ в феррогидродинамике. 2. Магнитная жидкость с замороженной намагниченностью // Магнитная гидродинамика. 1996. Т. 32. № 3. С. 318–322.
5. Комилов К., Зарипов А. К., Убайди А. Об объемной вязкости магнитных жидкостей // Вестник ТНУ. Серия естественных наук. 2021. № 1. С. 121–135.
6. Зарипов А. К. О динамических коэффициентах вязкости и релаксационных процессах в магнитных жидкостях // Коллоидный журнал. 2021. Т. 83. № 4. С. 412–422.
7. Hornowski T., Kaczmarek M., Labowski M. Ultrasonic absorption anisotropy in the light of two-phase model of magnetic fluid // Physics Procedia. 2010. V. 3. P. 69–75.

ВЛИЯНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ МАГНИТНОЙ ЭМУЛЬСИИ НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН СВЧ-ДИАПАЗОНА

Туркин С.Д.¹, Матвеева Е.И.

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Северо-Кавказский федеральный университет»,
Российская Федерация, 355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, д.1,
E-mail: TurkinSD@gmail.com¹

Аннотация. Проведены теоретические исследования эффекта Фарадея на частоте 8.2 ГГц, наблюдающегося при взаимодействии электромагнитного излучения с магнитодиэлектрическими эмульсиями при воздействии внешнего магнитного поля. Значения напряженности внешнего магнитного поля таковы, что система находилась вдали от ферромагнитного резонанса на данной частоте излучения. Установлено, что деформация магнитных капель эмульсии существенным образом влияет на коэффициент затухания право и лево поляризованных волн. Для интерпретации полученных результатов использована модель ансамбля невзаимодействующих изотропных частиц.

Ключевые слова: СВЧ-излучение, магнитный коллоид, структурообразование, магнитодиэлектрическая эмульсия, эффект Фарадея

EFFECT OF THE MICROSTRUCTURE OF A MAGNETIC EMULSION ON THE POLARIZATION OF MICROWAVE ELECTROMAGNETIC WAVES

Turkin S.D.¹, Matveeva E.I.

Federal State Autonomous Educational Institution for Higher Education
«North-Caucasus Federal University»,
Russian Federation, 355017 Stavropol, Pushkin str., 1,
E-mail: TurkinSD@gmail.com¹

Annotation. Theoretical studies of the Faraday effect at a frequency of 8.2 GHz, which is observed during the interaction of electromagnetic radiation with magnetodielectric emulsions under the influence of an external magnetic field, have been carried out. The values of the strength of the external magnetic field are such that the system was far from the ferrimagnetic resonance at a given radiation frequency. It has been established that the deformation of magnetic drops of the emulsion significantly affects the attenuation coefficient of right and left polarized waves. The model of an ensemble of non-interacting isotropic particles is used to interpret the results obtained.

Key words: microwave radiation, magnetic colloid, structure formation, magneto-dielectric emulsion, Faraday effect

Исследование гиротропных свойств магнитодиэлектрических материалов привело к широкому классу СВЧ-устройств. В данном контексте технических приложений широко известны ферриты [1, 2]. Как показывают результаты работ [3], магнитные коллоидные наносистемы при воздействии внешних магнитных полей также проявляют гиротропные свойства, ярко выраженные в диапазоне СВЧ. Это может значительно расширить круг технических приложений гиротропных материалов в микроволновой технике, так как феррожидкости помимо выраженных магнитных свойств обладают еще и текучестью. Кроме того, на основе магнитных коллоидов могут быть созданы новые перспективные композиционные намагничивающиеся материалы. К таким материалам относятся, в частности, магнитодиэлектрические эмульсии с малым межфазным натяжением [4–5]. Практический интерес применения в СВЧ технике таких композитов может быть обусловлен значительным изменением микрогеометрии среды, влияющей на электромагнитное излучение, при воздействии даже относительно слабых магнитных полей. В связи с этим представляется интересным исследование взаимодействия композитов на основе феррожидкостей с электромагнитным излучением в СВЧ диапазоне.

В настоящей работе были проведены теоретические исследования влияния деформации магнитных капель эмульсии под воздействием внешнего магнитного поля на затухание право и лево поляризованных электромагнитных волн. Теоретический анализ проводился на основе решения задачи по рассеянию электромагнитной волны (методом теории возмущений) основной моды H_{11} , распространяющейся в круглом волноводе, на оси которого помещен малый объем феррожидкости в виде деформируемой сферической капли. Модель феррожидкости представляла собой ансамбль невзаимодействующих изотропных частиц [6].

Как видно из рис. 1, при напряженности внешнего поля порядка 2,5 кЭ наблюдается продольный ферромагнитный резонанс. Однако в области слабых магнитных полей деформация магнитной капли приводит к резкому снижению коэффициента затухания (рисунки 1 вставка). Таким образом, помимо резонансного максимума зависимость претерпевает еще и минимум, связанный с изменением геометрических параметров капли. В случае лево поляризованной волны, не испытывающей резонансных изменений, деформация капли приводит к дополнительному снижению затухания в области слабых магнитных полей (рис. 2).

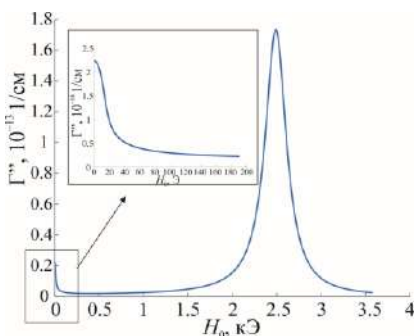


Рис. 1. Теоретическая зависимость коэффициента затухания право поляризованной волны от напряженности внешнего магнитного поля

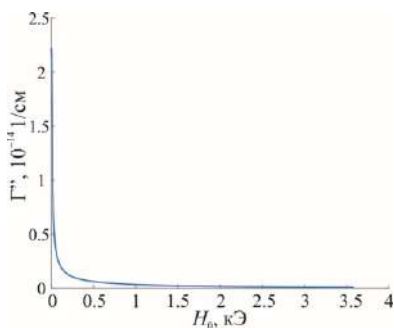


Рис. 2. Теоретическая зависимость коэффициента затухания лево поляризованной волны от напряженности внешнего магнитного поля

Результаты работы позволяют сделать вывод о возможности создания СВЧ-устройств, управляемых путем регулирования микрогеометрии магнитодиэлектрических эмульсий внешним магнитным полем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. D. Adam, L. E. Davis, G. F. Dionne, E. F. Schloemann, and S. N. Stitzer, "Ferrite devices and materials," IEEE Trans. Microw. Theory Techn., vol. 50, no. 3, pp. 721-737, Mar. 2002, doi: 10.1109/22.989957.
2. M. M. Maiorov, "Faraday Effect in magnetic fluids at a frequency 10 GHz," J. Magn. Magn. Mater., vol. 252, pp. 111-113, 2002, doi: 10.1016/s0304-8853(02)00661-3
3. K. J. Button, "Microwave Ferrite Devices: The First Ten Years" IEEE Trans. Microw. Theory Techn., vol. 32, no. 9, pp. 1088-1096, Sept. 1984, doi: 10.1109/tmtt.1984.1132820.
4. A. Zakinyan, and Y. Dikansky, "Drops deformation and magnetic permeability of a ferrofluid emulsion," Colloids Surf., A, vol. 380, pp. 314-318, Mar. 2011, doi: 10.1016/j.colsurfa.2011.03.01.
5. Y. I. Dikansky, A. R. Zakinyan, and A. N. Tyatyushkin, "Anisotropy of magnetic emulsions induced by magnetic and electric fields," Phys. Rev. E, vol. 84, no. 3. 031402, Sept. 2011, doi: 10.1103/physreve.84.031402.
6. R. S. Gekht, V. A. Ignatchenko, Yu. L. Raikher, and M. I. Shliomis, "Magnetic resonance of an isotropic superparamagnet," JEPT, vol. 43, no. 4, pp. 677-683, Apr. 1976.

ДИНАМИКА МАГНИТОАКТИВНЫХ СИСТЕМ В УСЛОВИЯХ КОМБИНИРОВАННЫХ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Ряполов П.А., Соколов Е.А., Шельдешова Е.В., Калюжная Д.А.,
Васильева А.О.

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

Аннотация. Представлены результаты исследования динамики магнитно-активных систем под воздействием неоднородного магнитного поля в микроканалах различных конфигураций. Полученные результаты может найти применения в газовых счетчиках и дозаторах в микрофлюидике.

Ключевые слова: магнитные жидкости, микроканал, интеллектуальные материалы, магнитное поле, микрофлюидика

DYNAMICS OF MAGNETIC-ACTIVE SYSTEMS UNDER CONDITIONS OF COMBINED EXTERNAL FORCES

Ryapolov P.A., Sokolov E.A., Shel'deshova E.V., Kalyuzhnaya D.A.,
Vasilyeva A.O.

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

Annotation. The results of studying the dynamics of magnetically active systems under the influence of an inhomogeneous magnetic field in microchannels of various configurations are presented. The results obtained can be used in gas meters and dispensers in microfluidics. The results obtained can be used in gas meters and dispensers in microfluids.

Key words: magnetic fluids, microchannel, intelligent materials, magnetic field, microfluidics

К магнитоактивным системам относятся магнитные жидкости, магнитные эластомеры и магнитные гели, содержащие магнитные наночастицы и имеющие возможность модификации различными магнитными и немагнитными включениями. Появившиеся исторически первыми магнитные жидкости обладают уникальным сочетанием магнитных свойств, текучести и коллоидной стабильности, что позволило им найти применение в различных технических устройствах. Одной из особенностей магнитоактивных систем является возможность управлять их физическими свойствами с помощью различных комбинаций

магнитных воздействий. Возможности «классических» магнитных жидкостей могут быть значительно расширены путем добавления одной или нескольких дисперсных фаз, в качестве которых могут выступать пузырька газа, капли несмешивающихся жидкостей, а также твердые магнитные и немагнитные включения. Комбинированные внешние воздействия на подобные многофазные магнитные системы при различных вариантах течений позволяют добиться управляемой динамики, как в каналах миллиметрового размера, так и в микроканалах, что представляет несомненный интерес для микрофлюидики [1-2], где привычные способы управления потоками не работают.

Специализированная экспериментальная установка была изготовлена. Ее блок-схема представлена на рис. 1.

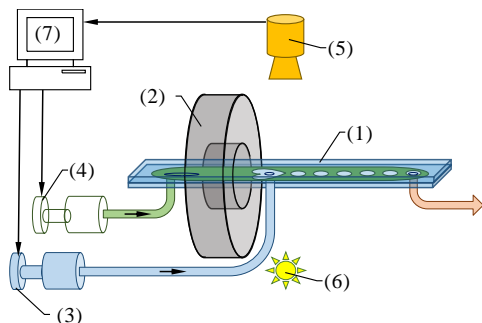


Рис. 1. Блок-схема специализированной экспериментальной установки

Микрофлюидный чип (1) с помощью системы креплений (на схеме не показана) размещается параллельно оси кольцевого постоянного магнита (2). Подача магнитной жидкости и немагнитной фазы осуществляется с помощью двухканального шприцевого насоса (3), (4) соответственно, изготовленного самостоятельно. Динамика многофазной систем фиксируется с помощью микроскопа (5) в проходящем свете от осветителя (6), изображение передается на компьютер (7), через который осуществляется управление шприцевым насосом.

В качестве источника магнитного поля использовались неодимые кольцевые постоянные магниты из сплава NdFeB (неодим-железо-бор) различной геометрии: Магнит 1 (наружный диаметр 60 мм, внутренний 24 мм, толщина 10 мм) и Магнит 2 (50 × 25 × 5 мм). Результаты моделирования изолиний модуля напряженности для данных магнитов представлены в работе [3-4]. Для данного типа магнитов характерна «область магнитного вакуума», для которой осевая составляющая напряженности магнитного поля стремится к нулевому значению.

Также выделяют набор замкнутых изолиний модуля напряженности магнитного поля, который получил название рабочей области магнитной левитации (MagLev) [3, 4]. Данная область используется для управляемой динамики немагнитных включений в магнитожидкостных системах.

Микрофлюидные чипы были изготовлены на основе сэндвич-технологии с использованием пленки Parafilm® в качестве среднего слоя и стекол в качестве обложек. Их конфигурация представлена на рис. 2.

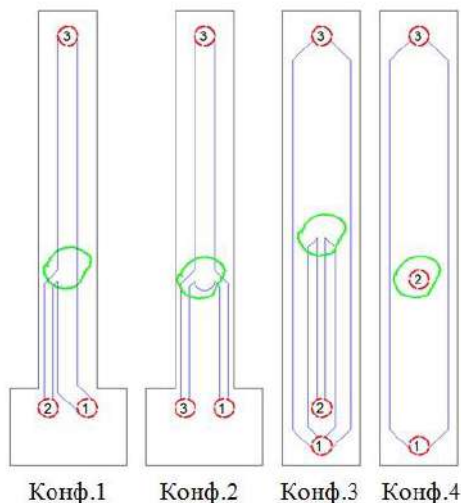


Рис. 2. Конфигурация микрофлюидных чипов

Подача газа осуществлялась через коннектор 1, магнитной жидкости подавалась через коннектор 2, выход многофазной смеси производился через коннектор 3. Кольцевой магнит располагался таким образом, чтобы его область магнитной левитации (показана на рис. 2 зеленым) располагалась в месте соединения каналов для конфигураций 1-3 или коннектора 2 для конфигурации 4. Двухканальный шприцевой насос был изготовлен из деталей набора для сборки 3d принтера Ender по материалам, представленным в статье.

В работе были исследованы магнетитовые магнитные жидкости на водной основе, стабилизированные двойным слоем поверхностно-активного вещества из олеиновой кислоты и олеата натрия. Образец МЖ1 был синтезирован по методу химической конденсации в химической лаборатории ЮЗГУ. Физические параметры образца представлены в табл. 1.

Физические параметры образца

№ образца	МЖ1
M_s , кА/м измерения	21.7
$\phi_{\text{маг}}$, %, расчет	4.9
плотность МЖ, кг/м ³	1212.4
вязкость, сП	5.6

В данной работе был проведен эксперимент по видеофиксации межфазной границы при отрыве воздушного пузырька в магнитной жидкости при различных конфигурациях каналов и расходе магнитной жидкости q_1 и воздуха q_2 . Поведение газовых пузырьков рассматривалось как в магнитном поле кольцевых постоянных магнитов №1, №2, так и без магнитного поля.

При исследовании динамики многофазной магнитной системы в каналах Т- и У-образной конфигурации №1, №2, соответственно, (рис. 2) течение воздуха носило струйный характер, добиться отрыва капель не удалось. При конфигурации чипа №3 (рис. 2) капельное течение наблюдалось для образца МЖ1 в магнитном поле обоих магнитов. Результаты проведенного эксперимента по видеофиксации межфазной границы воздух - МЖ при отрыве воздушного пузырька от воздушной полости, находящейся в области магнитного вакуума неоднородного магнитного поля, создаваемого кольцевыми постоянными магнитами №1, №2 в канале №3, обеспечивающим режим гидродинамической фокусировки, для образца МЖ1, представлены на рис. 3. Рассматривались этапы эволюции поверхности полости во время отрыва пузырька.

Как видно из верхнего и среднего блока картинок рис. 3 форма полости до деформации повторяет контуры изолинии модуля напряженности магнитного поля [3,4]. Когда межфазная граница воздух-МЖ достигает максимальной замкнутой изолинии, то при дальнейшей подаче воздуха через капилляр верхняя часть воздушной полости попадает в область, в которой градиент неоднородного магнитного поля меняет знак, поле начинает убывать, пондеромоторная сила меняет направление. Происходит вытягивание воздушной полости по оси кольцевого постоянного магнита и увеличение объема газа в верхней ее части (кадры 2-5). Истончение шейки пузырька наблюдается в кадрах 4-5. В момент, представленный на кадре 6, происходит отрыв, пузырь имеет при отрыве более вытянутую форму и меньший угол контакта, чем в работе [5], что объясняется наличием неоднородного поля. При дальнейшем движении меж-

фазная граница воздух-магнитная жидкость пузырьков совершает колебания (кадры 7-9), аналогичные результатам моделирования динамики газовых пузырьков в МЖ, полученных различными модификациями метода (volume of fluid (VOF)) [6], моделированием на основе решетки Больцмана (lattice Boltzmann (LB)) [7].

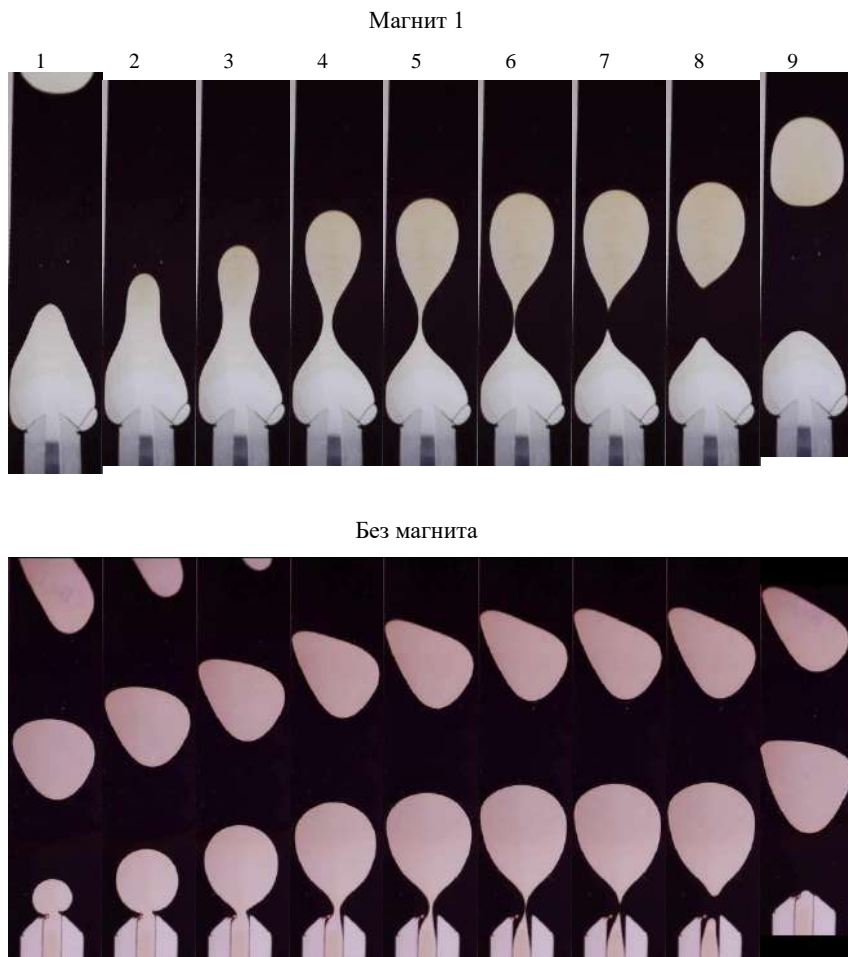


Рис. 3. Скоростная видеофиксация в образце МЖ1 в канале 3 динамики межфазной границы воздух-МЖ при отрыве пузырька

Заключение

В работе рассмотрена динамика газовых пузырьков в магнитной жидкости в микроканалах различной формы. Показано, что в Т- и У-образной конфигурации в неоднородном поле кольцевого магнита не удастся добиться пузырьков течений. Режим гидродинамической фокусировки является единственной конфигурацией микрофлюидного чипа, при которой образуются пузырьки.

Подача немагнитной фазы в область магнитного вакуума позволяет добиться стабильных режимов при всех концентрациях магнитной жидкости и конфигурациях магнитного поля.

Рассмотрено поведение межфазной границы воздух – магнитная жидкость в момент отрыва пузырька, показано, что определяющее влияние не нее оказывает конфигурация магнитного поля.

Показано, что для всех комбинаций магнитного поля и концентраций магнитной жидкости размер пузырька уменьшается по мере увеличения расхода магнитной жидкости q_1 и увеличивается при увеличении расхода воздуха q_2 .

При увеличении напряженности магнитного поля и концентрации магнитной жидкости размер пузырька уменьшается, это позволяет организовать бесконтактное управление размером газовых включений, что может найти применения в газовых счетчиках и дозаторах в микрофлюидике.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-22-003113 <https://rscf.ru/project/22-22-00311/> и в рамках реализации государственного задания (№ 0851-2020-0035).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Utada A.S. Dripping to jetting transitions in coflowing liquid streams / A.S. Utada, A. Fernandez-Nieves, H.A. Stone, D.A. Weitz // Physical review letters. 2007. Т. 99. №. 9. С. 094502.
2. Chen L. Millifluidics, microfluidics, and nanofluidics: manipulating fluids at varying length scales / L. Chen, C. Yang, Y. Xiao, X. Yan, L. Hu, M. Eggersdorfer, F. Ye // Materials Today Nano. – 2021. – Т. 16. – С. 100136.
3. Ryapolov P. A., Sokolov E. A., Postnikov E. B. Behavior of a gas bubble separating from a cavity formed in magnetic fluid in an inhomogeneous magnetic field // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2022. – Т. 549. – С. 169067.
4. Sokolov E. Dynamics of nonmagnetic inclusions in a microchannel with a magnetic fluid in an inhomogeneous magnetic field / E. Sokolov, A. Vasilyeva, D. Kalyuzhnaya, P. Ryapolov // AIP Advances. – 2022. – Т. 12. – №. 3. – С. 035333.
5. Yamasaki, H. Dynamic behavior of gas bubble detached from single orifice in magnetic fluid / H. Yamasaki, T. Kishimoto, T. Tazawa, H. Yamaguchi // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2020. – V. 501. – P. 166446.
6. Korlie, M. S. Modeling bubbles and droplets in magnetic fluids / M. S. Korlie, A. Mukherjee, B. G. Nita, J. G. Stevens, A. D. Trubatch, P. Yecko // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2008. – V. 20. – № 20. – P. 204143.
7. Li, Y. A numerical investigation of dynamics of bubbly flow in a ferrofluid by a self-correcting procedure-based lattice Boltzmann flux solver / Y. Li, X. D. Niu, A. Khan, D. C. Li, H. Yamaguchi // Physics of Fluids. – 2019. – V. 31. – № 8. – P. 082107.

ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ХИМИЧЕСКИ РЕАГИРУЮЩЕЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ

Полянский В.А.¹, Панкратьева И.Л.¹, Власов П.А.²

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики,
Москва, 119192, Россия
E-mail: ilpan@imec.msu.ru

²Федеральный исследовательский центр химической физики
имени Н.Н. Семенова Российской Академии наук,
Москва, Россия
E-mail: iz@chph.ras.ru

Аннотация. Рассматривается электрогидродинамическая (ЭГД) структура течения высокотемпературной химически реагирующей газовой смеси в плоском канале. Исследование основано на применении методов электрогидродинамики для описания химически реагирующих многокомпонентных неравновесных газовых смесей. Примером такого течения может служить факел углеводородного пламени при атмосферном давлении. В пламенах при температурах в диапазоне 1500 - 4000 К и давлениях порядка атмосферного основным источником заряженных частиц служит реакция хемоионизации. Источник зависит от концентраций реагирующих компонент смеси и от кинетической скорости реакции хемоионизации, величина которой определяется температурой. В окрестности границ пламени, очевидно, имеются большие градиенты указанных выше параметров, а, следовательно, существует сильная пространственная неоднородность источника. Показано, что в этих условиях вблизи границ пламени образуются узкие области объемного электрического заряда (типа биполярных двойных слоёв) и даже при отсутствии внешнего приложенного поля появляются кулоновские силы, действующие на поведение пламени.

Ключевые слова: высокотемпературная газовая смесь, хемоионизация, объемный электрический заряд, магнитоэлектрогидродинамика

ELECTROHYDRODYNAMIC FLOW STRUCTURE OF A HIGH-TEMPERATURE CHEMICALLY REACTING GAS MIXTURE

Polyansky V.A.¹, Pankratieva I.L.¹, Vlasov P.A.²

¹Moscow State Lomonosov University, Research Institute of Mechanics,
Moscow, 119192, Russia
E-mail: ilpan@imec.msu.ru

²Federal Research N.N. Semenov Center of Chemical Physics,
Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russia
E-mail: iz@chph.ras.ru

Abstract. The electrohydrodynamic (EHD) structure of the flow of a high-temperature chemically reacting gas mixture in a flat channel is considered. The study is based on the application of electrohydrodynamic methods to describe chemically reacting multicomponent nonequilibrium gas mixtures. An example of such a flow is a hydrocarbon flame at atmospheric pressure. In flames at temperatures in the range of 1500–4000 K and pressures on the order of atmospheric, the main source of charged particles is the chemionization reaction. The source depends on the concentrations of the reacting components of the mixture and on the kinetic rate of the chemionization reaction, the value of which is determined by the temperature. In the vicinity of the flame boundaries, obviously, there are large gradients of the parameters indicated above, and, consequently, there is a strong spatial inhomogeneity of the source. It is shown that, under these conditions, narrow regions of the bulk electric charge (of the type of bipolar double layers) are formed near the flame boundaries, and even in the absence of an external applied field, Coulomb forces appear that act on the behavior of the flame.

Key words: high-temperature gas mixture, chemionization, volume electric charge, magnetoelectrohydrodynamics

ПОЛЯНСКИЙ Виталий Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор, ведущий лабораторией физико-химической гидродинамики НИИ Механики МГУ им. М.В. Ломоносова.

ПАНКРАТЬЕВА Ирина Леонидовна, кандидат физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник лаборатории физико-химической гидродинамики НИИ Механики МГУ им. М.В. Ломоносова.

ВЛАСОВ Павел Александрович, главный научный сотрудник Федерального исследовательского центра химической физики им. Н.Н. Семенова РАН.

Введение. Горение различного типа углеводородных сред является одним из самых распространенных технологических процессов, поэтому повышение его эффективности различными способами привлекает большое внимание ученых и инженеров. Один из таких способов связан с воздействием на пламя приложенным постоянным или переменным электрическим полем. Однако процесс взаимодействия поля и квазинейтральной частично ионизованной среды, образующей наблюдаемое пламя, до сих пор остается до конца не выясненным. Представляет интерес поэтому исследовать электрическую структуру пламени при отсутствии приложенных внешних электрических полей.

В типичном углеводородно-воздушном пламени, в зависимости от конкретных условий, концентрация заряженных частиц (положительных и отрицательных ионов и свободных электронов) может достигать значений 10^9 – 10^{12} см⁻³. В настоящее время механизм образования первичных ионов и свободных электронов достаточно хорошо известен [1]. Это

механизм химической ионизации. Наибольший вклад в образование заряженных частиц дают реакции химической ионизации с участием радикалов в основном электронном состоянии. Участие электронно-возбужденных частиц в процессах химической ионизации не оказывает существенного влияния на конечную концентрацию ионов и электронов [2]. Возможный вклад процессов термической ионизации легкоионизируемых примесей в полную концентрацию заряженных частиц также мал [2]. Процесс химической ионизации образования первичных ионов и свободных электронов с последующими реакциями переноса заряда и рекомбинации ионов и свободных электронов дает возможность объяснить высокие концентрации заряженных частиц даже в бедных и холодных пламенах, а также разнообразие сортов ионов, экспериментально наблюдаемых в бедных, стехиометрических и богатых пламенах.

Химическая ионизация - это процесс образования заряженных частиц в результате выделения энергии в химических реакциях между нейтральными компонентами при образовании химических связей в новом соединении с относительно низким потенциалом ионизации [3]. Образующаяся при этом новая частица должна обладать достаточно низким потенциалом ионизации. В настоящее время существует консенсус, что первичные положительные ионы и свободные электроны образуются в реакции [1]: $\text{CH} + \text{O} = \text{CHO}^+ + \text{e}^-$ с последующим быстрым переносом положительного заряда (протона) в реакции $\text{CHO}^+ + \text{H}_2\text{O} = \text{H}_3\text{O}^+ + \text{CO}$. Положительные ионы гидроксония H_3O^+ преобладают в бедных, стехиометрических и даже слегка богатых углеводородно-кислородных пламенах [4, 5]. В более богатых пламенах доминируют ионы C_3H_3^+ [6]. Происхождение ионов C_3H_3^+ до сих пор остается предметом обсуждения: они могут образовываться в быстрых реакциях переноса заряда (протона) или в реакциях химической ионизации. Наиболее вероятными реакциями образования ионов C_3H_3^+ в качестве первичных ионов являются следующие реакции [6]: $\text{CH} + \text{C}_2\text{H}_2 = \text{C}_3\text{H}_3^+ + \text{e}^-$ и $\text{CH}^* + \text{C}_2\text{H}_2 = \text{C}_3\text{H}_3^+ + \text{e}^-$.

Из приведенного выше небольшого обзора видно, что в углеводородном пламени при давлениях порядка атмосферного и температурах в диапазоне 1200 - 4000 К присутствуют электроны и несколько сортов положительных ионов с концентрацией порядка 10^{10} - 10^{12} см⁻³. Степень ионизации достаточно мала, газовая смесь квазинейтральна, поэтому непосредственным влиянием заряженных частиц на движение среды в отсутствие приложенных электромагнитных полей можно пренебрегать. Кроме того, хорошим упрощением для ЭГД описания пламени служит объединение всех сортов ионов в одну компоненту газовой смеси с положительным зарядом и коэффициентами переноса,

характерными для преобладающего ионного сорта. Для обозначенной выше цели исследования электрической структуры пламени детальный учет всей сложной цепочки химических реакций, приводящей к ионизации, представляется излишним, можно заменить их некоторым эффективным источником заряженных частиц, неоднородно распределенным по всему объему смеси. Неоднородность источника связана с неоднородностью распределения температуры, обусловленной экзотермическими химическими реакциями в области горения. В дальнейшем будет использоваться модельная зависимость источника от пространственной координаты, хотя и приближенно отражающая реальный химический процесс горения, но позволяющая выявить основные ЭГД особенности пламени.

1. Описание ЭГД модели и постановка задачи.

Рассматривается двумерное неизотермическое течение в плоском канале многокомпонентной химически реагирующей газовой смеси, содержащей заряженные частицы двух сортов: с положительным и отрицательным знаком заряда. Считается, что заряженные частицы составляют малую примесь в несущей среде электрически нейтральных частиц и в отсутствие приложенных полей не влияют на течение. Движение среды в целом описывается обычными уравнениями сохранения импульса и энергии для вязкой жидкости, в которые добавлена объемная кулоновская сила. В уравнениях для заряженных частиц учитываются диффузия и дрейф в электрическом поле,

объемные реакции ионизации и рекомбинации, а также возможные поверхностные электрохимические процессы. Как уже отмечалось, в пламенах при температурах в диапазоне 1200 - 4000 К и давлениях порядка атмосферного основным источником заряженных частиц служит реакция хемоионизации, когда при столкновении двух нейтральных молекул образуется положительный ион и электрон. Источник зависит от концентраций реагирующих компонент смеси и от кинетической скорости реакции хемоионизации, величина которой определяется температурой. В окрестности границ пламени, очевидно, имеются большие градиенты указанных выше параметров, а, следовательно, существует сильная пространственная неоднородность источника. В работе пространственная неоднородность задается в виде некоторой модельной функции координаты, поперечной к стенкам плоского канала (рис. 1). Здесь координата x отнесена к ширине канала, функция w – к некоторой характерной величине эффективной скорости ионизации. По порядку величины в области максимальных значений выбранная модельная функция примерно соответствует наблюдаемым в экспериментах значениям. Для качественной оценки электрогидродина-

мических свойств выбрана следующая упрощенная схема течения: область тепловыделения за счет экзотермических реакций располагается между пристеночными холодными слоями, где величина ионизационного источника мала, хотя и содержит заряженные частицы из-за переноса их из горячей области.

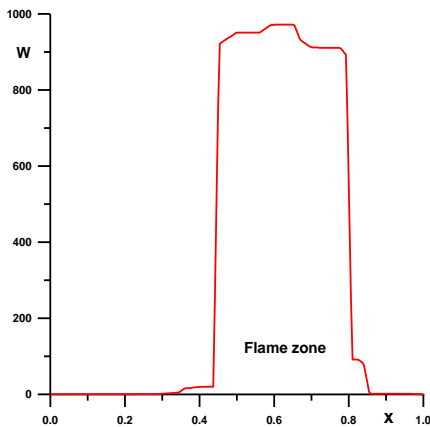


Рис. 1

Запишем систему уравнений для параметров среды, характеризующих ее электрические свойства, а именно, для концентраций ионов и электронов, электрического потенциала и напряженности электрического поля [7].

$$\frac{\partial}{\partial x} (n_i U_i) = W(x) - a n_1 n_2, \quad i=1,2 \quad (1)$$

$$n_i U_i = \text{sign}(e_i) b_i n_i E - D_i \frac{\partial}{\partial x} n_i \quad (2)$$

$$E = - \frac{\partial F}{\partial x}, \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial F}{\partial x} \right) = -4\pi q, \quad q = \sum_i e_i n_i, \quad e_1 > 0, e_2 < 0 \quad (3)$$

$$J_s = \sum_i e_i n_i U_i$$

Здесь величины n_i , U_i , D_i , b_i – соответственно, концентрации ионов ($i=1$) и электронов ($i=2$), радиальные компоненты потоков этих частиц, коэффициенты диффузии и подвижности, F – электрический потенциал, E – радиальная компонента напряженности поля, q – плотность объемного заряда, J_s – плотность полного тока, e_i – заряд части-

цы. Величина $W(x)$ представляет собой модельную эффективную скорость объемной реакции ионизации, основанную на обработке экспериментальных измерений, a – задаваемую по литературным данным константу скорости объемной электрон-ионной рекомбинации.

При записи уравнений сделано предположение, что процесс стационарный, несущая среда движется по плоскому каналу с постоянной скоростью, вязкими эффектами вблизи стенок пренебрегается. В этих предположениях параметры среды зависят только от координаты x , поперечной стенкам канала.

Рассматривается случай непроводящих стенок, когда потоки заряженных частиц на стенку равны нулю. Электрический потенциал обеих стенок также принимается нулевым. Конструктивно стенки могут быть металлическими заземленными пластинами, покрытыми непроводящей керамикой. В соответствии с этим граничные условия для уравнений (1) – (3) запишем в виде ($x = 0, L$ – координаты стенок канала) :

$$\begin{aligned} F(0) = F(L) = 0, \\ U_i(0) = U_i(L) = 0, \quad i = 1, 2 \end{aligned} \quad (4)$$

Задача (1) – (4) решается численно методом установления с явно- неявными разностными схемами с применением матричной прогонки (использовался разработанный авторами пакет CELL).

Уравнения записываются в безразмерном виде с характерными значениями входящих в задачу параметров: концентрации заряженных частиц отнесены к $n_0 = (w_0/a_0)^{0.5}$, где $w_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $a_0 = 6 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, скорость ионизации – к величине w_0 , объемный заряд – к en_0 , электрический потенциал к тепловому kT_0/e , поле – к kT_0/eL , $T_0 = 2600 \text{ K}$.

2. Обсуждение результатов.

Результаты решения задачи (1)–(4) приведены на рис. 2, 3. На рис. 2 показаны распределения поперек канала концентраций ионов $N+$, электронов Ne , плотности объемного заряда q , потенциала F и нормальной к стенкам компоненты напряженности электрического поля E .

Из рис. 2 видно, что у диэлектрических стенок канала, как и следовало ожидать, образуются вследствие большой подвижности электронов отрицательно заряженные слои в холодной по сравнению с факелом газовой смеси. Но самое интересное, что возникают положительно заряженные слои на левой и правой границах факела пламени. Механизм образования областей объемного электрического заряда, связанный с неоднородностью источника, обсуждается в [8]. Внутри факела среда квазинейтральна – объемный заряд здесь отсутствует. Можно видеть также, что вблизи внешних границ пламени образуются узкие области отрицательного заряда. Фактически, на границах формируются двойные электрические слои.

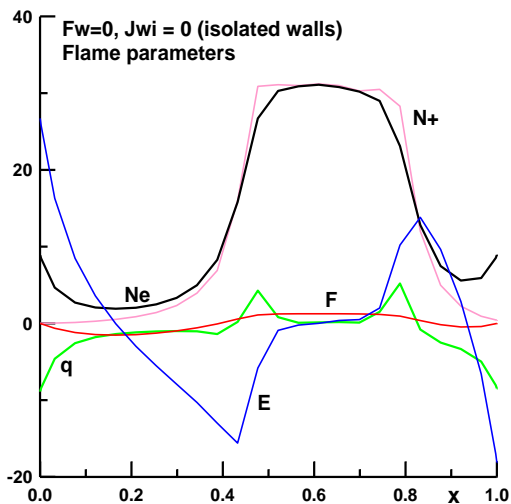


Рис. 2

Заряженные слои генерируют собственное электрическое поле и собственный неоднородный электрический потенциал, при этом в квазинейтральной области величина напряженности поля мала и здесь происходит изменение знака поля. Вне этой области поле направлено к стенкам канала.

На рис. 3 показано распределение кулоновских сил $FK = qE$, возникающих в факеле пламени.

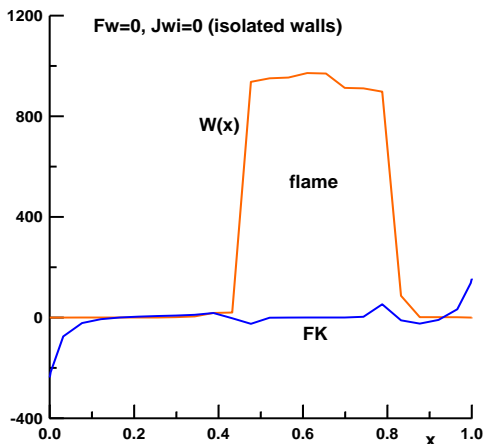


Рис. 3

У стенок эти силы прижимают среду к ним. Но особый интерес представляет распределение кулоновских сил на границах факела пламени, где располагаются двойные слои. Можно видеть, что вне границ силы направлены внутрь факела, а в областях, прилежащих к границам изнутри, направление сил противоположное. Такая конфигурация сил на границах пламени создает ситуацию, которая может привести к рэлей-тейлоровской неустойчивости состояния среды.

3. Выводы.

В пламени при температурах в диапазоне 1500-4000 К и атмосферном давлении основным источником заряженных частиц является реакция хемоионизации. Источник зависит от концентраций реагирующих компонентов смеси и от кинетической скорости реакции хемоионизации, величина которой определяется температурой. Вблизи границ пламени, очевидно, наблюдаются большие градиенты указанных параметров, а значит, имеется сильная неоднородность источника.

Показано, что в этих условиях образуются области пространственного электрического заряда и возникают (даже в отсутствие внешних приложенных электрических полей) кулоновские силы, влияющие на поведение пламени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Calcote, H.F. (1957). Mechanisms for the formation of ions in flames. *Combust. Flame*, 1(3):385–403.
2. Schofield, K. (2008). The enigmatic mechanism of the flame ionization detector: Its overlooked implications for fossil fuel combustion modeling. *Prog. Energy Combust.*, 34:330–50.
3. Lawton, J., and Weinberg, F.J. (1969). *Electrical aspects of combustion* (Clarendon Press) 355 p.
4. Lewis, B., and Elbe, G. (1987). *Combustion, flames and explosions of gases* (Academic Press Inc. 3rd ed.) 731 p.
5. Brown, R.C., and Eraslan, A.N. (1988). Simulation of ionic structure in lean and close-to-stoichiometric acetylene flames. *Combust. Flame*, 73(1):1–21.
6. Chen, B., Wang, H., Wang, Zh., Han, J., Alqaity, A., Wang, H., Hansen, N., and Sarathy, S. (2019). Ion chemistry in premixed rich methane flames. *Combust. Flame* 202:208–18.
7. Pankratieva I.L., Polyanskii V.A. Modeling electrohydrodynamic flows in slightly conducting liquids.//J. Applied Mechanics and Technical Physics. 1995. V.36. 4. P.513-519.
8. Апельбаум М.С., Полянский В.А. Об образовании объемного заряда в слабопроводящих средах.// Магнитная гидродинамика. 1982. № 2. С. 71-76.

ДИНАМИКА МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ СИСТЕМ ПРИ СДВИГОВЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Шельдешова Е.В., Ряполов П.А.

ФГБОУВО «Юго-Западный государственный университет»,
Российская Федерация, 305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94
E-mail: blackberry__@mail.ru

Аннотация. Произведена оценка магнитовязкого эффекта в тонком пристеночном слое столбика магнитной жидкости, совершающей колебания в трубке, при наложении сильного магнитного поля.

Ключевые слова: магнитные жидкости, интеллектуальные материалы, магнитное поле, колебательный сдвиг, магнитовязкий эффект

DYNAMICS MAGNETIC FLUIDS SYSTEMS UNDER SHEAR ACTIONS

Shel'deshova E.V., Ryapolov P.A.

Southwest State University,
Russian Federation, 305040, Kursk, 50 Let Oktyabrya str., 94,
E-mail: blackberry__@mail.ru

Annotation. An estimate of the magnetoviscous effect in a thin near-wall layer of a column of magnetic fluid oscillating in a tube is made when a strong magnetic field is applied.

Key words: magnetic fluids, intelligent materials, magnetic field, oscillatory shift, magnetoviscous effect.



ШЕЛЬДЕШОВА Елена Владимировна окончила ФГБОУВО «Юго-Западный государственный университет» в 2016 году. Имеет 60 научных публикаций, в том числе 45 статей, 2 авторских свидетельства на изобретение и патентов РФ, 11 статей в иностранных журналах. В настоящее время является старшим преподавателем в ЮЗГУ.



РЯПОЛОВ Петр Алексеевич в 2021 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Имеет 212 научных публикаций, в том числе 94 статьи, 23 патента РФ, 59 статей в иностранных журналах. В настоящее время является деканом ЕНФ ЮЗГУ.

Магнитные жидкости (МЖ) обладают уникальным сочетанием магнитных свойств, текучести и коллоидной стабильности, что позволило им найти применение в различных технических устройствах, та-

ких как амортизаторы и датчики. Одной из особенностей этого умного материала является возможность управлять его физическими свойствами с помощью различных комбинаций магнитных воздействий. В данной работе исследуется динамика объема магнитной жидкости, левитирующей в однородном магнитном поле электромагнита, испытывающего колебательный сдвиг.

В этой работе мы использовали установку, схема которой показана на рис. 1 [1].

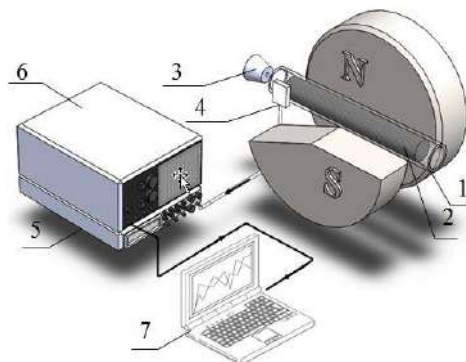


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

В эксперименте был задействован электромагнит ФЛ-1. Между полюсами расположена трубка из оргстекла 1 (диаметр $d = 12$ мм). Трубка наполняется магнитной жидкостью 2 (длина столбика жидкости равна 115 мм) при поле 100 кА/м, чтобы МЖ захватилась полем и повисла в нем. Колебания возбуждаются при помощи поршня 3. Между трубкой и полюсом электромагнита находится катушка индуктивности 4 (5000 витков медного провода $d=0,071$ мм). Сигнал с катушки передается на усилитель 5 Selective Nanovoltmeter type 237. Затем сигнал поступает на осциллограф 6 GwInstek GOS-72074, а потом – на компьютер 7 для обработки. Обработка происходит при помощи программы NI LabView, в которой рассчитывались такие характеристики колебаний, как частота и коэффициент затухания.

В работе рассматривалась магнитная жидкость на основе магнетита Fe_3O_4 , стабилизированного олеиновой кислотой. Керосин использовался в качестве жидкости-носителя. Образец МЖ-1 изготовлен в Ивановском государственном энергетическом университете. Образец МЖ-3 изготовлен в Юго-Западном государственном университете. МЖ-1 и МЖ-3 были разбавлены керосином и получены жидкости МЖ-2 и МЖ-4 соответственно. Физические параметры

образцов представлены в табл. 1. Вязкость сдвига η померена на вискозиметре Brookfield DV2T.

Таблица 1

Физические свойства образцов МЖ

	МЖ-1	МЖ-2	МЖ-3	МЖ-4
плотность МЖ ρ , кг/м ³	1245	1058	1245	985
концентрация объемная φ , %	11,02	6,62	11,06	4,9
намагниченность насыщения M_s , кА/м	43,3	20,7	33	14,7
вязкость МЖ, мПа·с	31,8	4,15	4,05	2,45

В работе [1] дается оценка вязкости МЖ в пристеночном слое в случае сдвиговых колебаний объема МЖ во внешнем магнитном поле:

$$\eta_H = \frac{1}{\nu^3} \left[\frac{\mu_0 d \cdot M_x}{4b\pi\sqrt{\pi\rho}} \cdot (\partial H_x / \partial z)_{z=b/2} - \frac{\sqrt{\pi\rho} \cdot d \cdot \nu^2}{2} \right]^2 \quad (1)$$

В выражении в скобках уменьшаемое определяется пондеромоторной упругостью системы, вычитаемое определяется характером колебаний системы. Запишем уравнение (1) в виде:

$$\eta_H = 1/\nu^3 [B - C]^2 \quad (2)$$

$$\text{где } B = \frac{\mu_0 d \cdot M_x}{4b\pi\sqrt{\pi\rho}} \cdot (\partial H_x / \partial z)_{z=b/2}, \text{ а } C = \frac{\sqrt{\pi\rho} \cdot d \cdot \nu^2}{2}.$$

Параметр В отражает магнитную составляющую системы, а параметр С отражает упругую составляющую системы. По данным о градиенте внешнего магнитного поля, частоте колебаний и геометрических размерах МЖ были получены зависимости параметров В и С от напряженности магнитного поля. Разность этих параметров ставит существенные ограничения на величину погрешности, когда производится вычисление вязкости, поэтому для получения зависимости вязкости от магнитного поля будут применяться аппроксимационные уравнения прямых.

На основе предложенного подхода построены зависимости для образцов МЖ-1 – МЖ-4, представленные на рис. 2. Полученные зависимости вязкости показывают увеличение ее значения в 5 раз для образца МЖ-1, с увеличением поле до 1000 кА/м, что можно объяснить межчастичными взаимодействиями и образованием слабосвязанных агрегатов в пристеночном слое в более концентрированном исходном образце МЖ-1. В более разбавленном образце МЖ-2 такого увеличения вязкости не наблюдается. Изображения МЖ-3, МЖ-4 характеризуются наличием избытка свободного ПАВ, отрицательно влияющего на магнитовязкостный эффект.

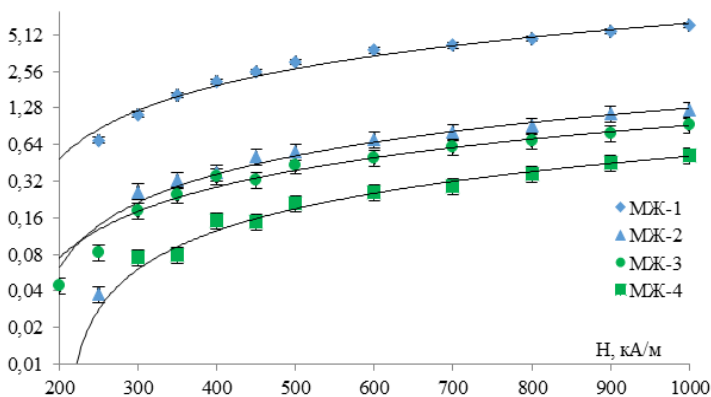


Рис. 2. Зависимости вязкости для образцов МЖ-1 – МЖ-4

Заключение

Рассмотрены образцы с различными физическими параметрами, исследована зависимость магнитовязкого эффекта. Показано, что наибольшее влияние на динамику магнитной жидкости, испытывающей колебательно-сдвиговое и магнитовязкое воздействие, оказывают микроструктура образца и наличие крупных магнитных частиц. Результаты работы могут быть использованы при разработке метода экспресс-тестирования образцов магнитной жидкости, а также при разработке датчиков ускорения и вибрации на основе магнитных жидкостей [2, 3].

Работа выполнена в рамках реализации программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (Соглашения № 075-15-2021-1155 и № 075-15-2021-1213) в рамках реализации государственного задания (№ 0851-2020-0035).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Polunin, V.M. Elasticity of a magnetic fluid in a strong magnetic field / V.M. Polunin, P. A. Ryapolov, V.B. Platonov, E.V. Sheldeshova, G.V. Karpova, I.M. Aref'ev // *Acoustical Physics*. – 2017. – V. 63. – №. 4. P. 416-423
2. Ryapolov P.A., Polunin V.M., Shel'deshova E.V. An alternative way to study magnetic fluid magnetization and viscosity // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2020. Т. 496. С. 165924.
3. Шельдешова Е.В., Чураев А.А., Шабанова И.А., Ряполов П.А. Динамика магнитных жидкостей, подвергающихся колебательному сдвигу // *Известия Юго-Западного государственного университета*. Серия: Техника и технологии. –2021. – Т. 11. № 4. С. 137-148.

СТАТИКА ЛОКАЛЬНОГО ТЕПЛОПЕРЕДАЮЩЕГО МАГНИТОЖИДКОСТНОГО ПОКРЫТИЯ НА ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Рекс А.Г. Загадская А.А.

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

Аннотация. В работе приведены результаты экспериментальных исследований формы локального магнитожидкостного покрытия на горизонтальной пластине и его устойчивости в магнитном поле постоянных магнитов. Установлены закономерности влияния магнитного поля на геометрические характеристики покрытия и на устойчивость к отрыву подвешенного на пластине покрытия.

Ключевые слова: магнитная жидкость, форма поверхности магнитной жидкости, устойчивость поверхности.

STATICS OF A LOCAL HEAT-TRANSFER MAGNETOFLUID COATING ON A FLAT SURFACE

Reks A.G., Zahadskaya A.A.

Belarusian National Technical University,
65 Nezavisimosti ave., Minsk, 220013, Republic of Belarus
E-mail: agreks@tut.by*

Abstract. The paper presents the results of experimental studies of the shape of a local magnetic fluid coating on a horizontal plate and its stability in the magnetic field of permanent magnets. Regularities of the influence of the magnetic field on the geometric characteristics of the coating and on the condition to separation of the coating suspended on the plate are established.

Keywords: magnetic fluid, magnetic fluid surface shape, surface stability.



РЕКС Александр Георгиевич окончил Белорусский государственный университет в 1974г. 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, заведующим НИЛ «Термомеханика магнитных жидкостей». Имеет более 250 научных публикаций.



ЗАГАДСКАЯ Александра Анатольевна окончила Белорусский национальный технический университет в 2022 году. В настоящее время является магистрантом БНТУ по специальности «Энергетические системы и комплексы». Имеет 9 научных публикаций.

Теплоотдача нагретых поверхностей в жидкую среду происходит интенсивнее по сравнению с газообразной средой [1]. Поэтому повышение эффективности отдачи тепла от локальных участков нагретых поверхностей может быть обеспечено созданием локальных жидких покрытий. Данная задача легко реализуема при использовании в качестве теплопринимающей среды магнитных жидкостей благодаря их высокой чувствительности к действию неоднородных магнитных полей [2-3].

Уникальность теплопередающего магнитожидкостного покрытия состоит в возможности его формирования на твердых поверхностях любой ориентации, поскольку возможно превышение в сотни раз действующей на магнитную жидкость магнитной силы по сравнению с гравитационной силой.

Формирование магнитожидкостного покрытия на теплоотдающей поверхности обеспечивает реализацию двух механизмов магнитоуправляемого теплопереноса. С одной стороны, в магнитном поле возможно создание развитой теплоотдающей свободной поверхности магнитной жидкости, что повышает интенсивность теплоотдачи в окружающую среду [4]. С другой стороны, вблизи нагретой поверхности гравитационный механизм конвективного движения магнитной жидкости в неоднородном магнитном поле существенным образом дополняется термоманитным механизмом конвективного движения [2-3].

Нужно отметить, что магнитожидкостное покрытие имеет перспективу использования при создании магнитоуправляемых жидких контактов для передачи тепловой, акустической и электрической энергии [5-7].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований формы и устойчивости локального покрытия магнитной жидкости на горизонтальной пластине.

Геометрия рассматриваемой задачи иллюстрируется рис. 1.

Рассматривается жидкое покрытие на поверхности горизонтальной пластины, представляющее собой объем магнитной жидкости, удерживаемый постоянным магнитом. Удержание магнитной жидкости происходит за счет действия на нее объемной магнитной силы в локально неоднородном магнитном поле.

Рассматриваемое покрытие имеет геометрические характеристики: высоту h и длину основания l .

Магнитом создается неоднородное поле с градиентом, направленным к его поверхности. Поэтому в зависимости от расположения магнита по отношению к пластине, возможно формирование сидячего на пластине покрытия (рис. 1а) либо подвешенного к ней покрытия (рис. 1б).

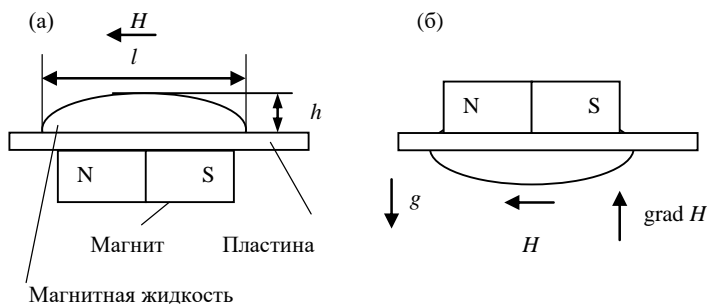


Рис. 1. Геометрия задачи

Направление напряженности магнитного поля в области магнито-жидкостного покрытия задается соответствующим положением магнита. При касании пластины боковой поверхностью магнита, как показано на рис. 1, в области покрытия создается поле с преобладающей тангенциальной компонентой поля. В таком поле поверхность покрытия гладкая. Если же магнит касается пластины полюсом, то в области покрытия преобладает нормальная к пластине компонента поля. В таком случае возможно развитие неустойчивости на поверхности покрытия, в результате чего она приобретает более развитую форму, представляющую систему распределенных вертикальных пиков.

В экспериментах использовались образцы магнитной жидкости с различной намагниченностью насыщения. Жидкая основа – трансформаторное масло, магнитная фаза – магнетит. Физические свойства жидкостей приведены в таблице.

Выбор магнитной жидкости ММТ-21 с малой концентрацией магнитной фазы обусловлен тем, что ее намагниченность в диапазоне напряженностей используемых магнитных полей не достигает критического значения, при котором развивается неустойчивость свободной поверхности. Тем самым обеспечивается получение гладкой поверхности покрытия при любых направлениях напряженности магнитного поля.

Таблица 1.

Тип магнитной жидкости	ММТ-21	ММТ-44
Жидкая основа	Трансформаторное масло	Трансформаторное масло
Намагниченность насыщения M_s , кА/м	21,2	43,8
Магнитная концентрация частиц φ_m , %	4,4	9,13
Плотность ρ , кг/м ³	1180	1445
Коэффициент поверхностного натяжения σ , Н/м	0,0288	0,0283

В качестве источника локально неоднородных магнитных полей выбрана система из двух прямоугольных кобальт-самариевых магнитов с размером каждого из них 40 x 12 x 5 мм. Данная магнитная система позволила создать на поверхности пластины максимальные значения напряженности магнитного поля и его градиента соответственно 160 кА/м и 80000 кА/м².

Магнитожидкостное покрытие формировалось на пластине из плексиглаза. Его форма регистрировалась цифровой фотокамерой с последующей обработкой в графическом редакторе.

Табл. 2 иллюстрирует характерные формы покрытия магнитной жидкостью ММТ-44 объемом 13500 мм³ на пластине в магнитном поле с градиентом $\text{grad } H = 25400 \text{ кА/м}^2$.

Таблица 2

Тангенциальное поле		Нормальное поле
Сидячее покрытие	Подвешенное покрытие	Сидячее покрытие
		

Магнитное поле с тангенциальным направлением напряженности формирует покрытие с гладкой поверхностью.

В поле с нормальной компонентой напряженности создается покрытие, имеющее не гладкую поверхность, а развитую с распределенной по поверхности системой пиков. В магнитной жидкости ММТ 21 с меньшей намагиченностью насыщения образование пиков на поверхности покрытия не наблюдалось.

Зависимости высоты h и длины основания l от объема сидячего покрытия в нормальном магнитном поле с градиентом напряженности 25400 кА/м² приведены на рис. 2. Магнитной жидкости ММТ-44 соответствуют кривые 1, а жидкости ММТ 21 – кривые 2.

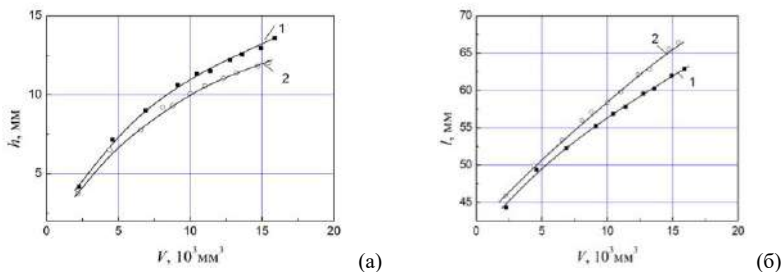


Рис. 2. Влияние объема жидкости на геометрические параметры сидячего покрытия в нормальном магнитном поле

При увеличении объема жидкости высота и длина основания сидячего покрытия монотонно растут. Длина основания покрытия для больших объемов жидкости превышает длину магнита до полутора раз. Высота покрытия для магнитной жидкости ММТ-44 достигает 14 мм. Объем жидкости при формировании покрытия имеет некоторый предел, обусловленный растеканием жидкости вблизи его основания.

На формирование покрытия оказывает влияние соотношение магнитной и гравитационной сил, зависящее от намагниченности магнитной жидкости. Магнитная жидкость ММТ-21 с меньшей намагниченностью насыщения по сравнению с жидкостью ММТ-44 образует покрытие, имеющее меньшую высоту, но более протяженное основание. Такое различие форм обусловлено разной намагниченностью жидкостей, из-за которой отличаются магнитные силы, противодействующие гравитационным силам.

Для подвешенного покрытия действующая вниз гравитационная сила увеличивает его высоту по сравнению с лежащим покрытием (рис. 3). Высота пропорциональна объему жидкости, но при некотором объеме на зависимости появляется перегиб, и величина объема достигает некоторого предела. При дальнейшем увеличении объема развивается неустойчивость и происходит отрыв части вершины покрытия (рис. 4).

Отрыв части вершины объема жидкости обусловлен нахождением его в области слабых магнитных полей и уменьшением удерживающей магнитной силы.

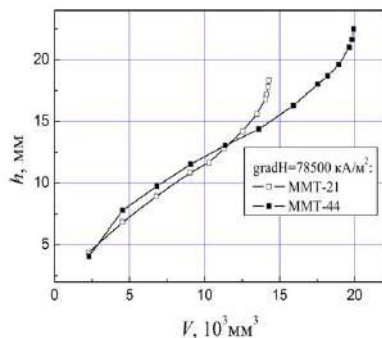


Рис. 3. Зависимость высоты подвешенного покрытия от объема жидкости в тангенциальном магнитном поле

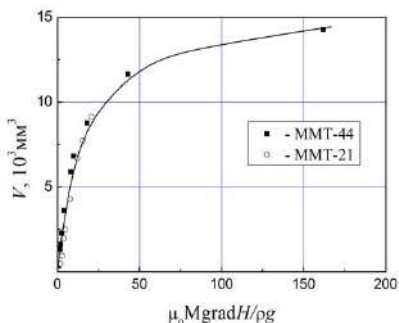


Рис. 4. Зависимость предельного объема подвешенного покрытия от соотношения магнитной и гравитационной сил

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Исаченко, В.П. Теплопередача / В.П.Исаченко, В.А.Осипова, А.С. Сукомел. – М: Энергия – 1981. – 416 с.
2. Баштовой, В.Г. Введение в термомеханику магнитных жидкостей /В.Г.Баштовой, Б.М. Берковский, А.Н. Вислович. – М.: ИВТАН СССР, 1985. – 188 с.
3. Берковский, Б.М. Магнитные жидкости /Б.М. Берковский, В.Ф.Медведев, М.С. Краков. – М.: Химия, 1989. – 240с.
4. Способ регулирования теплообмена: а.с.1472746 СССР /В.Г.Баштовой и др. //Бюл. – 1989. – № 14.
5. Устройство для выращивания кристаллов с магнитоуправляемой локальной теплопередачей: Пат. 6333582 США / Behrle; Rainer (Daisedorf, DE), et al. – Опубл. 04.08.1992.
6. Способ создания акустического контакта при ультразвуковых измерениях: а.с. 697916 СССР, / А.Р. Баев, В.Г. Баштовой и др. //Бюл. – 1979. – № 42.
7. Коммутационное устройство: а.с. 904009 СССР, / Н.А. Дубровин и др. //Бюл. – 1982. – № 5.

СИЛА, ДЕЙСТВУЮЩАЯ НА НЕМАГНИТНУЮ СФЕРУ, ПОГРУЖЁННУЮ В МАГНИТНУЮ ЖИДКОСТЬ, НАМАГНИЧЕННУЮ ЛИНЕЙНЫМ ГРАДИЕНТНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Иванов А.С., Пшеничников А.Ф.

ФГБУН Институт механики сплошных сред УрО РАН

г. Пермь, Российская Федерация

e-mail: lesnichiy@icmm.ru

Аннотация. Выполнено сравнение нескольких аналитических подходов к описанию пондеромоторной силы, действующей на немагнитную сферу, погружённую в бесконечный объём магнитной жидкости, намагничённой линейным градиентным магнитным полем.

Ключевые слова. Магнитная жидкость, пондеромоторная сила, градиентное магнитное поле

FORCE ACTING ON A NON-MAGNETIC SPHERE LOADED IN A MAGNETIC FLUID MAGNETIZED BY A LINEAR GRADIENT MAGNETIC FIELD

Ivanov A.S., Pshenichnikov A.F.

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russia

e-mail: lesnichiy@icmm.ru

Abstract. Several analytical approaches to the description of the ponderomotive force acting on a nonmagnetic sphere immersed in an infinite volume of magnetic fluid magnetized by a linear gradient magnetic field are compared.

Key words. Magnetic fluid, ponderomotive force, gradient magnetic field



ИВАНОВ Алексей Сергеевич окончил ПГУ по специальности «Радиофизика» в 2006 году. В 2011 году защитил диссертацию на соискание ученой степени к.ф.-м.н. по теме «Магнитофорез и диффузия коллоидных частиц в тонком слое магнитной жидкости». В настоящее время является заведующим лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.



ПШЕНИЧНИКОВ Александр Федорович закончил физический факультет ПГУ в 1969 г. В 1992 г. защитил диссертацию на соискание учёной степени д.ф.-м.н., в 1998 г. получил звание профессора. В период 1993-2018 заведовал лабораторией «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН. За время работы опубликовано более 200 научных работ. В 2011 году присвоено звание «Заслуженный деятель науки РФ». В данное время работает главным научным сотрудником ИМСС УрО РАН.

Одна и та же задача может решаться разными методами. Корректно поставленная математическая задача имеет полное определение и поэтому её правильное решение единственно. Физический мир многообразен и поэтому физическая задача зачастую имеет несколько решений в зависимости от того, какая физическая модель была положена в основу того или иного подхода. Лабораторный эксперимент позволяет при этом однозначно сказать, какой из подходов лучше, точнее описывает окружающую действительность, а какие подходы ошибочны. Задача о пондеромоторной магнитной силе, действующей в неоднородном магнитном поле на немагнитную сферу, аналитически решалась многократно, и в литературе есть различные ответы к этой задаче.

Целью работы было сравнить различные аналитические решения. Постановка задачи состоит в следующем: немагнитная (магнитная восприимчивость $hi_b = 0$) сфера радиуса R (объёма V) погружена в бесконечный объём магнитной жидкости с постоянной магнитной восприимчивостью hi , в которой задано градиентное магнитное поле напряжённостью \mathbf{H} . Требуется определить магнитную пондеромоторную силу, действующую на сферу.

Подход № 1 «Диамагнитный момент». Этот подход основан на том, что в градиентном поле на магнитную жидкость с восприимчивостью hi действует сила, направленная в сторону возрастания напряжённости магнитного поля (H – модуль вектора). Подход предполагает, что немагнитное тело можно представить как суперпозицию магнитной жидкости и «антимагнитного» вещества, т.е. тела, обладающего восприимчивостью $hi_b = -hi$. В этой связи тело выталкивается в обратную сторону по направлению к действию силы на жидкость [1]. Эта сила равна

$$\mathbf{F}_b = -\mu_0 hi V \nabla H, \quad (1)$$

где μ_0 – универсальная магнитная постоянная.

Подход № 2 «Эффективный магнитный момент». Этот подход имеет несколько вариаций, потому что использует в своей основе формулу для силы Кельвина, описывающей действие градиентного поля на магнитный момент \mathbf{M}

$$\mathbf{F}_K = \mu_0 M \nabla H. \quad (2)$$

Зачастую в качестве \mathbf{M} выбирается не истинный магнитный момент тела, а его эффективный M_{eff} магнитный момент – т.е. вспомогательная расчётная величина, корректная только в рамках той задачи, в которой она была использована. Ярким примером является задача о поляризации шара. Так, если шар с проницаемостью μ_i находится в среде с проницаемостью μ_e , а внешнее поле \mathbf{H}_0 однородно, то поле снаружи и внутри сферы описывается известными выражениями

$$\mathbf{H}_e = \mathbf{H}_0 + r^{-3} (3(\mathbf{M}_{\text{eff}}) \mathbf{r} / r^2 - \mathbf{M}_{\text{eff}}), \text{ при } r > R$$

$$\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_0(3mi_e)/(2mi_e + mi_i), \text{ при } r < R \quad (3)$$

$$\mathbf{M}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 R^3(mi_i - mi_e)/(2mi_e + mi_i).$$

Записанный здесь магнитный момент M_{eff} позволяет корректно рассчитать магнитное поле \mathbf{H}_e снаружи сферы. Используя эту величину, можно правильно вычислить энергию магнитного поля. Однако эта величина является вспомогательной и не совпадает с истинным значением магнитного момента сферы. Это необходимо учитывать, особенно при вычислении диполь-дипольных взаимодействий тел, погружённых в магнитную жидкость [2].

Подход № 3 «Избыточная поляризация». Подход, предложенный Полом (Pohl) [3], заключается во введении избыточной намагниченности

$$\mathbf{M}_{\text{exc}} = (mi_i - mi_e) \mathbf{H}_i, \quad (4)$$

где H_i – напряжённость поля внутри сферы

$$H_i = mi_e H_0/(mi_e + (mi_i - mi_e)/3). \quad (5)$$

В этом случае подстановка избыточной намагниченности в формулу Кельвина даёт формулу Пола

$$\mathbf{F}_p = mi_0 \mathbf{V}(mi_i - mi_e) mi_e \mathbf{H} \text{grad}(\mathbf{H})/[3(2mi_e + mi_i)]. \quad (6)$$

Подход № 4. Основан на точном решении задачи, используя тензор Максвелла для вычисления давления со стороны магнитной жидкости на немагнитную сферу [4]. В случае линейного градиента магнитного поля полученное в [4] выражение совпадает с формулой Пола. Этот подход является наиболее тщательно проработанным и может считаться точным решением задачи.

Подход № 5. Основан на интегрировании по поверхности сферы магнитного давления, описанного Розенцвейгом [5]. Выражение состоит из двух слагаемых: гидростатического давления, определяемого уравнением Бернулли, и скачком магнитного давления на поверхности тела (граничное условие). Этот подход даёт выражение, отличное от (6), однако совпадающее с ним численно, потому что подход № 5 описывает не всю силу, действующую на немагнитную сферу со стороны неоднородного поля, а лишь ту силу, с которой магнитная жидкость действует на тело. В случае диамагнитной сферы эти силы совпадают.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шплиomis М.И. Магнитные жидкости // УФН. 1974 т.112. с.427-458.
2. Вислович А.Н., Лобко С.И., Лобко Г.С. Взаимодействие твёрдых тел, взвешенных в магнитной жидкости в однородном магнитном поле // Магнитная гидродинамика, 1986. Т. 22. № 4, с. 43-51.
3. Pohl H.A. Some effects of nonuniform fields on dielectrics // J. Appl. Phys., Vol. 29 (1958), pp. 1182-1188.
4. Naletova V.A., Shkel I.A. Force exerted on a body by a magnetic liquid in a nonuniform magnetic field // Magnetohydrodynamics. Vol. 23. 1987, p.173-175.
5. Rosensweig R.E. Buoyancy and stable levitation of a magnetic body immersed in a magnetizable fluid // Nature. Vol. 210. 1966, p.613-614.

ТЕРМОМАГНИТНАЯ КОНВЕКЦИЯ В ЗАМКНУТОМ КОНТУРЕ. ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ МАГНИТНОЙ ФАЗЫ

Косков М.А.,¹ Пшеничников А.Ф.²

^{1,2} ФГБУН Институт механики сплошных сред УрО РАН,

г. Пермь, Российская Федерация,

e-mail: koskov.m@icmm.ru¹

¹ ФГАОУ ВО «Пермский государственный национальный исследовательский университет»,

г. Пермь, Российская Федерация,

e-mail: pshenichnikov@icmm.ru²

Аннотация. Экспериментально исследуется конвекция магнитной жидкости в замкнутом протяжённом гидродинамическом контуре, подогреваемом сбоку, при наложении градиентного магнитного поля на участок контура вблизи нагревателя. Трубы контура обдуваются потоком термостатированного воздуха, обеспечивающего постоянство коэффициента теплоотдачи и экспоненциальное распределение температуры вдоль контура в стационарном режиме теплообмена. Определённый в опытах показатель экспоненты используется для получения информации о расходе жидкости и интегральном осевом тепловом потоке. Опыты проведены с образцами магнитной жидкости «керосин, магнетит, олеиновая кислота» постоянного дисперсного состава и различных концентраций. Результаты представлены в виде зависимостей числа Нуссельта от теплового числа Рейля. Показано, что в области умеренных концентраций магнитной фазы термомангнитная конвекция по интенсивности теплопереноса превосходит гравитационную в 2 и более раза.

Ключевые слова: гидродинамический контур, магнитная жидкость, термомангнитная конвекция, конвективный теплоперенос, температурные измерения

THERMOMAGNETIC CONVECTION IN A CLOSED LOOP. MAGNETIC PHASE CONCENTRATION EFFECTS

Koskov M.A.¹, Pshenichnikov A.F.²

^{1,2} Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS,

Perm, Russia,

e-mail: koskov.m@icmm.ru¹

¹ Perm State University, Perm, Russia,

e-mail: pshenichnikov@icmm.ru²

Abstract. Convection of ferrofluid in a closed hydrodynamic loop is investigated experimentally. A small vertical section of the circuit, located in an inhomogeneous magnetic field, is heated. The pipes of the circuit are blown by a constant temperature airflow. The blowing ensures a constant heat transfer coefficient and an ex-

ponential temperature decay along the pipe. The exponent ration gives information about the liquid flow rate and the axial heat flux. The experiments use ferrofluids of the same dispersion composition and different concentrations. The results of the experiment are presented as Nusselt criteria functions of Rayleigh number. It is shown, in medium concentrated ferrofluids thermomagnetic convection transports heat twice as intensive as gravitational convection.

Key words: hydrodynamic loop, ferrofluid, thermomagnetic convection, convective heat transfer, temperature measurements



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 Пермского университета 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 в магнитных коллоидах привлекает внимание исследователей благодаря существованию двух механизмов, инициирующих конвективное движение [1, 2]. Первый, свойственный всем жидкостям, механизм – плавучесть в гравитационном поле вследствие теплового расширения. Интенсивность переноса гравитационной конвекцией определяется тепловым числом Релея Второй, свойственный только магнитным жидкостям механизм возбуждения конвекции связан с зависимостью их намагниченности от температуры. В неоднородном магнитном поле это приводит к возникновению некомпенсированной пондеромоторной силы, вызывающей конвективное движение.

Прикладные исследования термомагнитной конвекции направлены на создание устройств безнасосного жидкостного охлаждения. Зачастую, лабораторные макеты таких устройств представляют собой замкнутый контур, необходимый для отвода тепла от нагретого тела, вблизи которого расположен источник неоднородного магнитного поля, к охладителю [3-7].

В настоящей работе внимание сфокусировано на экспериментально измерении вклада термомагнитной конвекции в интегральный осевой

тепловой поток вдоль замкнутого гидродинамического контура. Цель работы – подбор условий максимально способствующих интенсификации теплообмена.

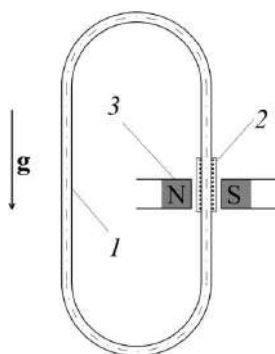


Рис. 1. Схема экспериментального контура:
1 – трубка, 2 – нагреватель,
3 – намагничивающая система

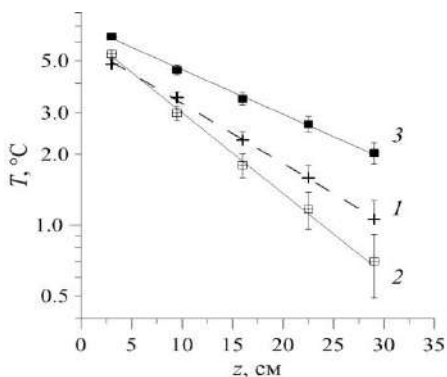


Рис. 2. Примеры профилей температуры вдоль контура с различными образцами жидкости:
1 – керосин при перепаде температуры на нагревателе 6,1°C, 2 – магнитная жидкость в нулевом магнитном поле при перепаде температуры на нагревателе 6,4°C, 3 – магнитная жидкость в градиентном внешнем поле, перепад температуры – 5,8°C

Для проведения эксперимента использовался замкнутый гидродинамический контур длиной 35 см, изготовленный из тонкой трубки круглого сечения внутренним радиусом 2,6 мм (рис. 1). Нагревался сравнительно короткий вертикальный участок контура, расположенный в неоднородном магнитном поле с амплитудой напряжённости 24 кА/м. Отвод тепла, в отличие от [3-7] осуществлялся со всей поверхности труб контура, путём их обдува термостатированным воздухом. Температурные измерения производились при помощи медь-константановых термопар. Более подробное описание установки было представлено ранее в [8]. Для заправки контура было приготовлено несколько образцов магнитной жидкости на основе керосина и магнетита, стабилизированной олеиновой кислотой. Образцы жидкостей были получены путём разбавления базового концентрированного образца осветительным керосином с добавлением олеиновой кислоты. В контрольных опытах использовался чистый осветительный керосин как предельный случай магнитной жидкости с нулевой концентрацией частиц.

Эксперимент проходил в два этапа. Первый проводился с образцами жидкостей в нулевом магнитном поле. Температурные измерения были нацелены на измерение тепловых потоков в режиме гравитаци-

онной конвекции. Во второй серии опытов, в образцах жидкости возбуждалось одновременно два типа конвекции – гравитационная и термомагнитная за счёт включения магнитного поля. Во всех опытах наблюдалось устойчивое стационарное течение жидкости, с экспоненциальным профилем температуры вдоль контура (рис. 2).

По результатам измерений вычислялся объёмный расход жидкости в контуре. На рис. 3 объёмный расход образцов жидкостей различных концентраций представлен в зависимости от установившейся разности температуры на нагревателе. Образцы с умеренной концентрацией частиц в градиентном магнитном поле показали увеличение объёмного расхода на 20 % в сравнении с расходом чистого керосина.

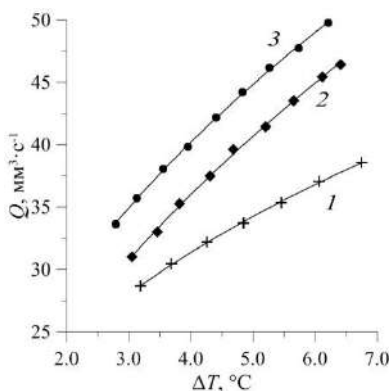


Рис.3. Объёмный расход жидкости в контуре:

1 – керосин; 2 – феррожидкость с объёмной долей твёрдой фазы $\varphi_s = 10\%$ в градиентном магнитном поле; 3 – феррожидкость ($\varphi_s = 4\%$) в градиентном поле

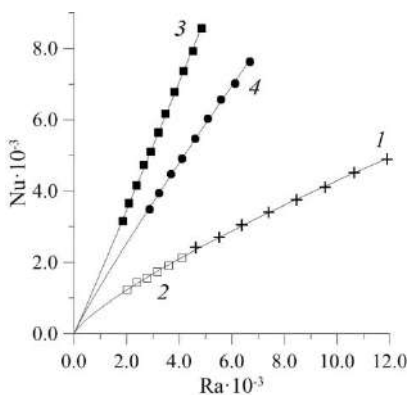


Рис.4. Числа Нуссельта в зависимости от теплового числа Релея:

1 – керосин; 2 – феррожидкость с объёмной долей твёрдой фазы $\varphi_s = 7\%$ в нулевом магнитном поле; 3 – феррожидкость ($\varphi_s = 7\%$) в градиентном поле; 4 – феррожидкость ($\varphi_s = 4\%$) в градиентном поле

Числа Нуссельта, определённые как отношение полного теплового потока вдоль контура к молекулярному теплотокоту откладывались по оси ординат в зависимости от теплового числа Релея (рис. 4). Как и ожидалось, функциональная зависимость $Nu(Ra)$ в нулевом магнитном поле одинакова для всех образцов жидкостей. В неоднородном магнитном поле при прочих равных условиях число Нуссельта увеличивается в 2–3,5 раза. Термомагнитный механизм конвекции таким образом, превосходит гравитационный по интенсивности теплопереноса.

Наилучшие же результаты в смысле усиления теплообмена достигнуты в области умеренной концентрации магнитной фазы.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Берковский Б.М., Медведев В.Ф., Краков М.С. Магнитные жидкости. М.: Химия, 1989.
2. Lienhard J.H. A Heat Transfer Textbook. Cambridge MA, USA: Phlogiston Press, 2019.
3. Matsuki H., Yamasawa K., Murakami K. Experimental considerations on a new automatic cooling device using temperature-sensitive magnetic fluid // IEEE Transactions on Magnetics. 1977. Vol. 13, no 5. P. 1143-1145.
4. Fumoto K., Yamagishi H., Ikegawa M. A Mini Heat Transport Device Based on Thermo-Sensitive Magnetic Fluid // Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering. 2007. Vol. 11. P. 201-210.
5. Xuan Y., Lian W. Electronic cooling using an automatic energy transport device based on thermomagnetic effect // Applied Thermal Engineering. 2011. Vol. 31, no. 8-9. P. 1487-1494.
6. Bahirael M., Handi M. Automatic cooling by means of thermomagnetic phenomenon of magnetic nanofluid in a toroidal loop // Applied Thermal Engineering. 2016. Vol. 107. P. 700-708.
7. Shojaeizadeh E., Veysi F., Goudarzi K. Heat transfer and thermal efficiency of a lab-fabricated ferrofluid-based single-ended tube solar collector under the effect of magnetic field: An experimental study // Applied Thermal Engineering. 2020. Vol. 164. P. 114510.
8. Косков М.А., Пшеничников А.Ф. Аппаратурное оформление экспериментального исследования термомагнитной конвекции в замкнутом гидродинамическом контуре / Сборник трудов VII Международной ставропольской конференции по магнитным коллоидам 5-9 сентября 2021 г. // СКФУ, 2021. С. 107-110.

ВОЛНЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ ПРИ ОБТЕКАНИИ ТОЧЕЧНОГО ПРЕПЯТСТВИЯ

М.С. Краков¹, К.А. Хохрякова², Е.В. Колесниченко³

¹ Белорусский национальный технический университет,
г. Минск, Беларусь, 220013, Проспект Независимости, 65

² Институт механики сплошных сред УрО РАН,
614013, Пермь, Ак. Королева, 1.

³ Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

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

Аннотация. Работа посвящена экспериментальному исследованию зависимости угла раствора волн, возникающих на поверхности магнитной жидкости при обтекании точечного препятствия. Получены зависимости величины угла для постоянных магнитных полей разной ориентации: перпендикулярных поверхности магнитной жидкости, параллельных и перпендикулярных вектору скорости точечного препятствия. Так же была получена зависимость угла раствора волн от вязкости для смеси вода-глицерин.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитное поле; вязкость; устойчивость

WAVES GENERATED ON THE LIQUID SURFACE IN FLOW AROUND A POINT OBSTACLES

Krakov M.S.¹, Khokhryakova C. A.², Kolesnichenko E. V.³

¹ Belarusian National Technical University, 65 Nezavisimosti Avenue,
Minsk 220013, Belarus

² Institute of Continuous Media Mechanics UrB RAS,
614013, Perm, Ac. Korolev Str., 1

³ Perm State National Research University,
614990, Perm, Bukireva, 15

Annotation. This work is dedicated to an experimental study about the relation of wave angle arising on the magnetic fluid surface when flowing around a point obstacle. Dependences of the angle value are obtained for constant magnetic fields of different orientations: perpendicular to the surface of the magnetic fluid, parallel and perpendicular to the velocity vector of a point obstacle. The dependence of the wave angle on the viscosity for a water-glycerin mixture was also obtained.

Key words: magnetic fluid; magnetic field; viscosity; stability



КРАКОВ Михаил Самуилович, окончил БГУ в 1974 году. В 1980 году защитил диссертацию на соискание степени к.ф.-м.н. по теме “Исследование волн на поверхности магнитной жидкости”, а в 1991 году защитил докторскую диссертацию на тему “Интенсификация теплообмена и снижение гидродинамического сопротивления с помощью магнитожидкостных покрытий”.



ХОХРЯКОВА Кристина Андреевна, окончила Пермский государственный педагогический университет в 2007 году. В 2015 году защитила кандидатскую диссертацию. В настоящее время является научным сотрудником лаборатории динамики дисперсных систем в ИМСС УрО РАН.



КОЛЕСНИЧЕНКО Екатерина Владимировна, аспирант 1 курса физического факультета ПГНИУ (кафедра теоретической физики) профиль физическая гидродинамика.

Введение

Целью данной работы являлось экспериментальное исследование зависимости угла раствора волн, возникающих при обтекании точечного препятствия на поверхности магнитной и немагнитной жидкостей в зависимости от приложенного однородного магнитного поля и от вязкости жидкости. В природе стационарные волны за препятствием наблюдаются в океанах при движении штормов и ураганов, атмосфере [1] и на поверхности воды за движущимися объектами [2], например случай корабельных волн на поверхности воды [3]. Анализ стационарных волн основан на дисперсионном уравнении гравитационно-капиллярных волн на поверхности жидкости [4]. Особенности этих волн продолжают исследоваться как экспериментально, так и теоретически и в настоящее время. Причиной образования стационарных волн на поверхности жидкости за движущимся препятствием является зависимость фазовой и групповой скорости распространения волн от длины волны. Для магнитных жидкостей дополнительным управляющим параметром для подобных структур на поверхности будет являться напряженности магнитного поля.

Методика эксперимента

Для экспериментального исследования гравитационно-капиллярных волн на поверхности магнитной жидкости была создана экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1. Для создания магнитного поля использовались две пары катушек Гельмгольца: для создания вертикального поля катушки радиусом

$R1 = 122,5$ мм и количеством витков $N = 390$ и для создания горизонтального магнитного поля катушки радиусом $R2 = 97,5$ мм и количеством витков $N = 321$. На горизонтальную площадку в центре катушек Гельмгольца устанавливалась стеклянная кювета с внутренним диаметром $D = 123,5$ мм и высотой боковой стенки 50 мм. Подавая на катушки постоянное напряжение, создавалось магнитное поле с однородностью не менее 95% в центральной части кюветы.

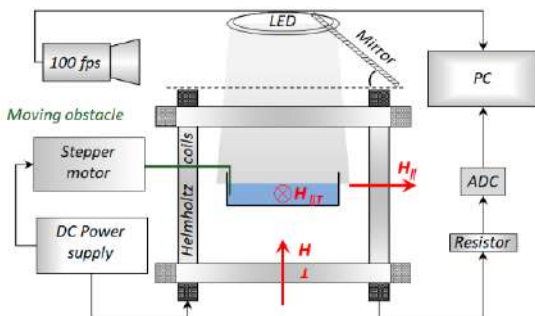


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Кювета заполнялась исследуемой магнитной жидкостью, толщина которой составляла $h = 15$ мм. Со стороны боковой стенки кюветы к рабочей области в горизонтальной плоскости была подведена подвижная платформа с шаговым двигателем, питающегося от двухканального стабилизированного источника постоянного тока. Движущаяся платформа была жестко связана с немагнитной направляющей, длиной 300 мм, к концу которой крепился горизонтальный медный стержень диаметром 1,5 мм. Поскольку размер препятствия много меньше капиллярной длины волны для данной жидкости $\lambda_c = 2\pi\sqrt{(\sigma/\rho g)}$, то в рамках данной задачи препятствие можно считать точечным. Изогнутый под углом 90° свободный конец стержня погружался в исследуемую жидкость на 1 – 2 мм миллиметра, не касаясь при этом дна кюветы. Стержень играл роль движущегося препятствия. Диапазон подаваемого на платформу напряжения изменялся от 8 до 12 В, что позволяло варьировать скорость движения в пределах от 137 мм/с до 229 мм/с.

В эксперименте использована магнитная жидкость в виде коллоида магнетита в керосине, стабилизированного олеиновой кислотой (плотностью $\rho = 1.4$ г/см³, поверхностным натяжением $\sigma = 24.3$ мН/м, намагнитченностью насыщения $M_s = 50$ кА/м, начальной магнитной восприимчивостью $\chi_0 = 5.2$). Опыты выполнены при температуре жидкостей и окружающей среды $(25 \pm 1)^\circ\text{C}$.

Отснятые в ходе эксперимента кадры далее обрабатывались в программе Image processing software Comef 4.3 (OEG GmbH, Germany). Измерение углов раствора волнового фронта в зависимости от величины и ориентации приложенного магнитного поля для каждого кадра осуществлялось по нескольким вспомогательным линиям (рис. 2) по границам волнового холма с обеих сторон относительно препятствия. Следует отметить, что в поле кадра углы наклона волнового конуса справа и слева относительно препятствия (на рис. 2, соответственно, сверху и снизу) несколько отличались, что связано с небольшими углами отклонениями оптической системы от вертикали. Однако разница в полученных углах волнового конуса по обе стороны относительно препятствия не превышала в целом статистической погрешности измерений.



Рис. 2. Схема определения углов наклона волновых валов, возникающих на поверхности магнитной жидкости около движущегося препятствия

Результаты эксперимента

Для задачи обтекания точечного препятствия магнитной жидкостью в магнитном поле были получены следующие результаты.

Для стационарных волн в вертикальном магнитном поле использовался диапазон докритических величин напряженностей, т.е. до наступления неустойчивости поверхности магнитной жидкости. Экспериментальные данные для различных скоростей движения препятствия для слоя магнитной жидкости толщиной 15 мм представлены на рис. 3. Видно, что для всех значений скорости движения препятствия угол раствора стационарных волн с ростом напряженности магнитного поля уменьшается.

Магнитное поле, параллельное вектору скорости движения препят-

ствия, сначала расширяет угол раствора стационарных волн, а затем, достигнув критического значения, подавляет их (рис. 4).

Горизонтальное магнитное поле, направленное поперек направления движения препятствия, заметно увеличивает угол конуса волн (рис. 5).

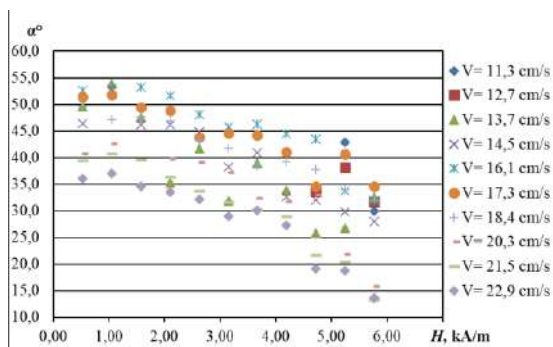


Рис.3. Зависимость угла раствора волн от величины напряженности вертикального магнитного поля

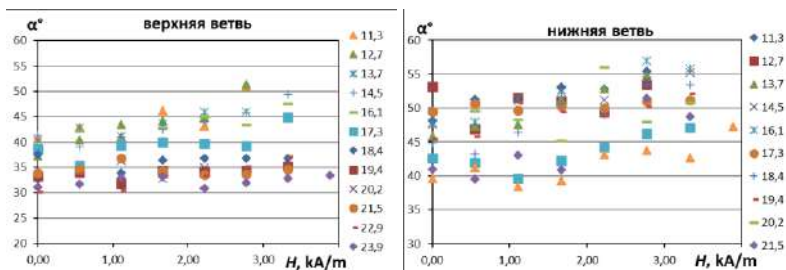


Рис. 4. Зависимость угла раствора волн от напряженности магнитного поля, параллельного вектору скорости, для различных скоростей движения препятствия

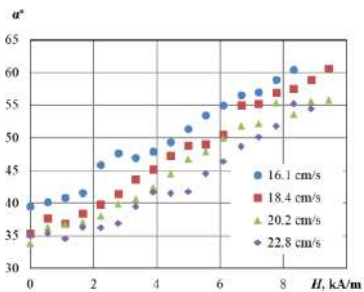


Рис.5. Зависимость угла от напряженности магнитного поля, перпендикулярного вектору скорости

В дальнейшем предполагается провести исследования угла раствора стационарных волн для магнитных жидкостей разных характеристик, в частности, вязкости. Для понимания динамики зависимости угла раствора от вязкости были проведены исследования для смеси вода-глицерин. На рисунке 6 показана зависимость угла раствора волн от вязкости, выраженной через процентное содержание глицерина в воде для разных скоростей движения препятствия. Видно, что чем выше содержание воды в смеси и, меньше вязкость, тем больше угол раствора волн.

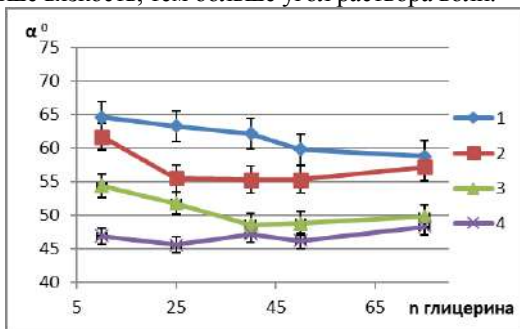


Рис. 6. Зависимость угла раствора волн от концентрации глицерина в растворе вода-глицерин для разных скоростей, см/с: 1) 16,1 ; 2) 18,4 ; 3) 20,2 ; 4) 22,9

Заключение

Экспериментальные исследования позволяют сделать следующие выводы о задаче обтекания жидкостью точечного препятствия. С ростом напряженности в вертикальном магнитном поле угол раствора стационарных волн уменьшается, а их амплитуда увеличивается. Горизонтальное магнитное поле, параллельное скорости препятствия, расширяет угол раствора стационарных волн, а при достижении определенного значения напряженности полностью волны на поверхности магнитной жидкости подавляются полностью. Горизонтальное магнитное поле, перпендикулярное скорости препятствия, также увеличивает угол раствора стационарных волн, но не влияет на их амплитуду.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Svirkunov, P.N.; Kalashnik, M.V. Phase patterns of dispersive waves from moving localized sources. *Physics-Uspokhi* 2014, 57.
2. Kelvin, L. Deep sea ship waves. *Proc. R. Soc. Edinb.* 1906, 25, 1060–1084.
3. Thomson, W. XLII. On stationary waves in flowing water. Part I. *Philos. Mag. Ser.* 1886, 22, 353–357.
4. J.R. Wilton M.A. D.Sc. (1915) LXXII. On ripples, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 29:173, 688–700, DOI: 10.1080/14786440508635350.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НИЗКОЙ ЧАСТОТЫ НА ПРОЦЕСС ОБРАЗОВАНИЯ ПУЗЫРЬКОВ ПАРА ПРИ КИПЕНИИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Яновский А.А.¹, Симоновский А.Я.², Закинян А.Р.²

¹ФГБОУ ВО «Ставропольский государственный аграрный университет»,

²ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет»,

г. Ставрополь, Российская Федерация,

E-mail: aa.yanovskiy@yandex.ru¹

Аннотация. Экспериментально исследовано влияние переменного магнитного поля частотой до 10 Гц на теплообмен при пузырьковом режиме кипения нанодисперсной намагничивающейся жидкости (магнитной жидкости) на точечном нагревателе. Получены зависимости частоты образования пузырьков пара от температуры нагревателя и частоты магнитного поля. Обнаружено, что под действием низкочастотного магнитного поля наряду с изменением частоты образования пузырьков пара происходит изменение удельного теплового потока, поглощаемого магнитной жидкостью в процессе кипения.

Ключевые слова: магнитная жидкость, кипение, теплообмен, гидродинамика, пузырек пара, магнитное поле

THE EFFECT OF LOW FREQUENCY MAGNETIC FIELDS ON THE FORMATION OF VAPOR BUBBLES WHEN BOILING A MAGNETIC LIQUID

Yanovskii A.A.¹, Simonovskii A.Ya.², Zakinyan A.R.²

¹Stavropol state agrarian university,

²North-Caucasian federal university, Stavropol, Russian Federation,

E-mail: aa.yanovskiy@yandex.ru¹

Annotation. The effect of an alternating magnetic field with a frequency of up to 10 Hz on heat transfer in the bubble mode of boiling of a nanodispersed magnetizable liquid (magnetic liquid) on a spot heater has been experimentally studied. The dependences of the frequency of formation of steam bubbles on the temperature of the heater and the frequency of the magnetic field are obtained. It has been found that under the action of a low-frequency magnetic field, along with a change in the frequency of formation of vapor bubbles, there is a change in the specific heat flux absorbed by the magnetic fluid during the boiling process.

Key words: magnetic fluid, boiling, heat transfer, hydrodynamics, vapor bubble, magnetic field



ЯНОВСКИЙ Александр Александрович, в 2013 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.14 «Теплофизика и теоретическая тепло-техника». Опубликовал 70 научные работы, в том числе 11 статей. В настоящее время заведующий кафедрой физики Ставропольского государственного аграрного университета.



СИМОНОВСКИЙ Александр Яковлевич, в 1999 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Проблемы тепло- и массопереноса в магнитных жидкостях». Опубликовал 180 научных работ, в том числе более 30 статей, 20 статей в иностранных журналах, имеет авторское свидетельство на изобретение. В настоящее время профессор кафедры общей и теоретической физики Северо-Кавказского федерального университета.



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.

Введение

Благодаря тому, что магнитные жидкости (МЖ) обладают уникальными свойствами, позволяющими магнитному полю влиять на механизмы переноса тепла, они могут использоваться в качестве управляемого теплоносителя [1-9]. В основе регулирования тепло-и массообменном при фазовых превращениях в МЖ лежит влияние величины и направления магнитного поля на процесс образования и движения пузырьков пара. В работе [1] исследовалось влияние внешнего постоянного однородного и неоднородного магнитных полей большой напряженности на процессы образования пузырьков пара при кипении МЖ. Авторами этой работы было показано, что при изменении величины приложенного внешнего постоянного магнитного поля на процесс кипения МЖ происходит как интенсификация, так и ослабление процесса переноса тепла. О влиянии переменных магнитных полей на эти процессы ничего не известно.

Данная работа посвящена изучению влияния низкочастотных (до 10 Гц) горизонтальных магнитных полей на процессы образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости на одиночном центре парообразования.

Экспериментальная установка и методика проведения эксперимента

Изучение влияния магнитного поля на частоту образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости проводилось с использованием экспериментальной установки, включающей в качестве из-

мерительной ячейки систему индукционных катушек. Используемая в эксперименте магнитная жидкость представляла собой коллоидный раствор магнетита в керосине, стабилизированный олеиновой кислотой, с объемной концентрацией магнитной дисперсной фазы 5,75% и плотностью 1040 кг/м³.

Экспериментальная установка представлена на рис. 1.

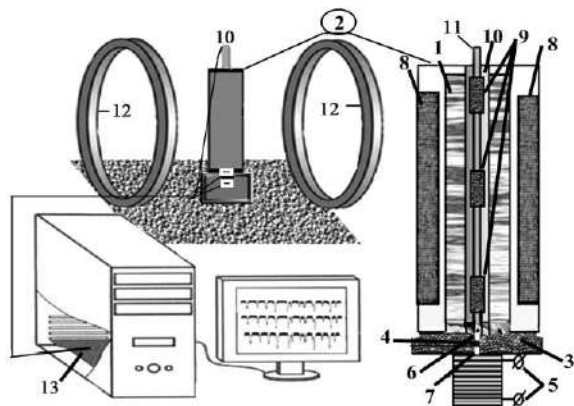


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Магнитная жидкость 1 заливалась в немагнитный цилиндрический контейнер 2, дном которого служила фторопластовая пробка 3. Через осевое отверстие фторопластовой пробки пропускали медный стержень 4 диаметром 1,5mm, при помощи которого тепло подводилось к магнитной жидкости. Источником тепла служил электрический нагреватель 5. Вдоль оси теплоподводящего медного стержня устанавливались спаи двух хромель – копелевых термопар 6,7. На поверхности контейнера с жидкостью располагался дополнительный нагреватель 8, который служил для поддержания температуры основной массы жидкости вблизи точки кипения (~90 °С для несущей жидкости). Для регистрации паровых пузырей использовалась система измерительных индукционных катушек 9, которая размещалась в пространстве между двумя стеклянными трубками 10 и 11, установленными в немагнитный цилиндрический контейнер. Контейнер, заполненный магнитной жидкостью, помещали во внешнее переменное однородное магнитное поле, которое создавалось катушками Гельмгольца 12. Катушки Гельмгольца располагались таким образом, чтобы объем магнитной жидкости находился в области однородного поля этих катушек. Показания индукционных датчиков и термопар в

процессе измерения регистрировались при помощи аналого-цифрового преобразователя (АЦП) 13 и отображались на мониторе компьютера в виде осциллограмм.

Измерения проводили следующим образом: на основной и дополнительный нагреватели одновременно подавали напряжение. Интенсивность подвода тепла от дополнительного и основного нагревателей подбирали такой, чтобы магнитная жидкость закипала на теплоотдающем торце основного нагревателя. Все измерения проводились при одинаковых значениях напряжений, подаваемых на обмотки нагревателей. Система измерительных катушек располагалась над теплоотдающим торцом. С течением времени температуры жидкости и поверхности нагревателя возрастали. На торце нагревателя в магнитной жидкости начиналось образование пузырьков пара. Затем пузырьки пара отрывались от поверхности нагревателя и всплывали под действием силы тяжести и электромагнитных сил, попадая в объем измерительной катушки. Появление парового пузыря в объеме магнитной жидкости приводило к искажению магнитного поля, первоначально существующего в рабочем зазоре катушки. А их движение приводило к изменению во времени магнитного потока через плоскости витков катушки. Ток, индуцированный в измерительных катушках, приводил к всплеску на осциллограмме.

Результаты эксперимента

Характерный вид осциллограмм, полученных в переменных магнитных полях низкой частоты (менее 10Гц) представлен на рис.2.

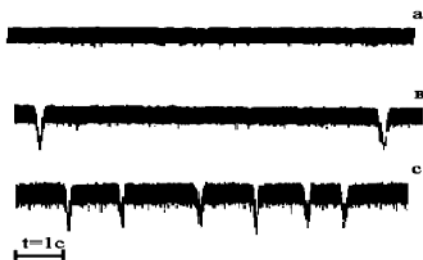


Рис. 2.

На рис.2а представлена осциллограмма, на которой всплески не наблюдались. Она получена при температуре поверхности нагревателя равной 103°C. Это говорит о том, что при данной температуре теплоотдающей поверхности пузырьки пара не проходят через объем измерительной катушки. При достижении температуры поверхности нагревателя порядка 105°C–106°C на осциллограммах возникали

одинокими периодически повторяющимися всплесками малой амплитуды, связанные с прохождением паровых пузырей через витки индукционных катушек (рис. 2в). С дальнейшим увеличением температуры поверхности нагревателя ($T > 107^\circ\text{C}$) частота всплесков на осциллограммах начала увеличиваться (рис. 2с).

На осциллограммах выбирались участки длительностью 20 секунд, в течение которых, температура нагревателя не изменялась более чем в пределах ошибок измерений. Подсчитывалось число всплесков. Частота образования пузырьков пара находилась как отношение числа всплесков на осциллограмме к длительности интервала наблюдения.

На рис. 3 представлены зависимости частоты образования пузырьков пара f от температуры теплоотдающей поверхности T , полученные во внешних переменных магнитных полях напряженностью 1,8 кА/м различной частоты. Кривые 1,2,3,4 соответствуют частотам переменного магнитного поля, равным 1 Гц, 5 Гц, 7 Гц, 9 Гц.

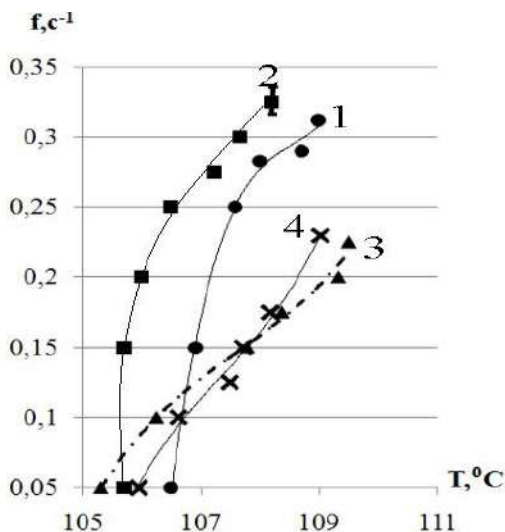


Рис. 3

Начало регистрации пузырьков пара происходило при разных температурах теплоотдающей поверхности от 105°C до 106°C . Это могло быть связано не только с тем что температура начала кипения изменяется с изменением частоты приложенного магнитного поля, но и с погрешностями метода измерений. Так как в этом интервале температур кипение магнитной жидкости недогретое и всплывающие пузырьки

пара могут схлопываться, не достигая объема измерительных катушек. Это и приводит к неуверенной регистрации пузырьков пара.

Из рис. 3 видно, что во всем представленном интервале частот переменного магнитного поля с ростом температуры теплоотдающей поверхности происходит монотонное увеличение частоты образования пузырьков пара. Однако, в зависимости от частот приложенного переменного магнитного поля увеличение частоты образования пузырьков пара происходит с разной интенсивностью. То есть, при увеличении температуры нагревателя на 3-4⁰С в переменном магнитном поле частотой от 5 до 10 Гц частота образования пузырьков пара увеличивается в 4 раза, а притом же увеличении температуры нагревателя в магнитном поле частотой от 1 до 5 Гц частота образования пузырьков пара уже увеличивается в 6-7 раз. Таким образом, зависимость частоты образования пузырьков пара от температуры нагревателя носит монотонный характер, а от частоты приложенного переменного магнитного поля немонотонный.

Чтобы отобразить данную немонотонность выбирались 3 значения температур поверхности нагревателя из интервала уверенной регистрации (106,5⁰С–108,5⁰С), при которых по данным рис. 3 были построены зависимости частоты образования пузырьков пара f от частоты внешнего приложенного магнитного поля $f_{мп}$. Эти зависимости представлены на рис. 4. Кривые 1,2,3 соответствуют температурам поверхности нагревателя 106,5 °С, 107,5 °С, 108,2 °С.

Из рис. 4 видно, что при увеличении частоты внешнего переменного магнитного поля от 1 Гц до 5 Гц во всем представленном интервале температур поверхности нагревателя частота образования пузырьков пара монотонно возрастает. При дальнейшем повышении частоты внешнего переменного магнитного поля от 5 Гц до 7 Гц частота парообразования уменьшается. При увеличении частоты внешнего переменного магнитного поля от 7 Гц до 9 Гц во всем представленном интервале температур поверхности нагревателя частота образования пузырьков пара не изменяется более чем в пределах погрешностей измерения.

Как оказалось, под действием низкочастотного магнитного поля наряду с изменением частоты образования пузырьков пара происходило изменение удельного теплового потока поглощаемого магнитной жидкостью в процессе кипения. Расчёт теплового потока производился по формуле

$$q = -\lambda \cdot gradT, \quad (1)$$

где λ – коэффициент теплопроводности материала теплоподводящего стержня,

$$gradT = \left| \frac{T_2 - T_1}{\Delta x} \right|, \quad (2)$$

где T_1 и T_2 - температуры в верхней и нижней точках теплоотдающего стержня соответственно, а Δx – расстояние между точками измерения температур T_1 и T_2 . В нашем случае – это есть расстояние между точками установки термопар вдоль оси теплоподводящего стержня.

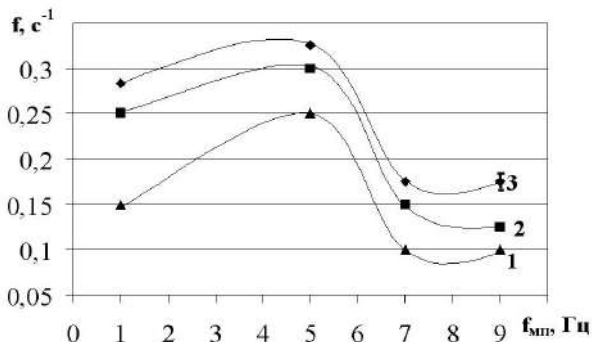


Рис. 4. Зависимость частоты

На рис. 5 представлены зависимости удельного теплового потока q от температуры теплоотдающей поверхности T , полученные во внешних переменных магнитных полях напряженностью 1,8 кА/м различной частоты. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют частотам переменного магнитного поля, равным 1 Гц, 5 Гц, 7 Гц, 9 Гц.

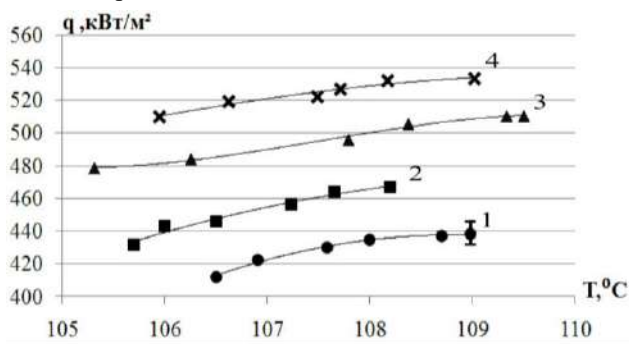


Рис. 5.

Из рис. 5 видно, что с увеличением температуры поверхности нагревателя удельный тепловой поток монотонно растет во всем исследуемом интервале частот магнитного поля. При всех температурах поверхности нагревателя увеличение частоты переменного магнитного поля приводило к росту удельного теплового потока, который в свою очередь достигал максимальной величины при частоте магнитного поля равной 9 Гц.

Заключение

Результаты изучения влияния низкочастотного переменного магнитного поля на процесс образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости показали, что частота образования пузырьков пара монотонно зависит от температуры теплоотдающей поверхности и немонотонно от частоты внешнего переменного магнитного поля. Найдено, что под действием низкочастотного магнитного поля наряду с изменением частоты образования пузырьков пара происходит изменение удельного теплового потока, поглощаемого магнитной жидкостью в процессе кипения. Таким образом, обнаружено существенное влияние низкочастотного магнитного поля на процесс образования пузырьков пара и теплообмен при кипении жидких намагничивающихся сред на одиночном центре парообразования.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (проект № 11-01-00051-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кобозев М.А., Симоновский А.Я. Метод измерения, экспериментальная установка и результаты измерения частоты образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости на одиночном центре парообразования. Журнал технической физики. 2007, 77(11), 31-38.
2. Яновский А.А., Симоновский А.Я., Клименко Е.М. К вопросу о влиянии магнитного поля на гидрогазодинамические процессы в кипящей магнитной жидкости // Электронная обработка материалов. 2014. 3, 66-72.
3. Yanovskii A., Simonovskii A., Chuenkova I. Measurement of the vapor bubble formation frequency in boiling magnetic fluid by a two-layer medium method // Magnetohydrodynamics. 2018. 54, 121-125.
4. Яновский А.А., Симоновский А.Я., Холопов В. Теплообмен в кипящей магнитной жидкости // В сборнике: Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем. V Всероссийская научная конференция с международным участием: сборник научных трудов. 2015. 276-282.
5. Симоновский А.Я., Гришанина О.А., Яновский А.А., Литвин Д.Б. Гидростатика магнитной жидкости в окрестности намагничивающейся пластины // Наука. Инновации. Технологии. 2017. 4, 27-42.
6. Яновский А.А., Симоновский А.Я. Частота образования пузырьков пара в двухслойной среде магнитная-немагнитная жидкость // Наука. Инновации. Технологии. 2018. 3, С. 79-98.
7. Яновский А.А., Симоновский А.Я., Чуенкова И.Ю. Тепло- и массоперенос в кипящей магнитной жидкости в однородном магнитном поле // В сборнике: Перспективные технологии, оборудование и аналитические системы для материаловедения и наноматериалов. труды XI Международной конференции. 2014. 252-257.
8. Хашченко А.А., Вечер О.В., Боголюбова И.А., Рубцова Е.И., Яновский А.А. Определение основных характеристик процесса теплопередачи на границе раздела двух несмешивающихся жидкостей // В сборнике: Физико-технические проблемы создания новых технологий в агропромышленном комплексе. Материалы XIII Международной научно-практической конференции. 2019. 98-101.
9. Гришанина О.А., Симоновский А.Я., Яновский А.А. Гидродинамика и теплообмен в процессах охлаждения намагничивающейся пластины в магнитной жидкости в магнитном поле // Наука. Инновации. Технологии. 2017. 3, 7-20.

**ПРИМЕНЕНИЕ НАНОДИСПЕРСНЫХ МАГНИТНЫХ
ЖИДКОСТЕЙ В ТЕХНИКЕ, МЕДИЦИНЕ,
БИОЛОГИИ И ЭКОЛОГИИ**

МИКРОФЛЮИДНЫЕ УСТРОЙСТВА СО ВСТРОЕННЫМИ УПРАВЛЯЕМЫМИ ИСТОЧНИКАМИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Соколов Е.А., Калюжная Д.А., Васильева А.О., Ряполов П.А.
ФГБОУВО «Юго-Западный государственный университет»,
Российская Федерация, 305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94
E-mail: evgeniysokolov1@yandex.ru

Аннотация. Разработана эффективная технология создания микрофлюидных чипов для исследования динамики магнитных жидких сред с немагнитными включениями с помощью управляемого воздействия источниками магнитного поля на основе постоянных магнитов, электромагнитов, а также их комбинации.

Ключевые слова: микрофлюидика, микрофлюидный чип, магнитное поле, Парафильм, ПДМС

MICROFLUIDIC DEVICES WITH INTEGRATED CONTROLLED MAGNETIC FIELD SOURCES

Sokolov E.A., Kalyuzhnaya D.A., Vasilyeva A.O., Ryapolov P.A.
Southwest State University,
Russian Federation, 305040, Kursk, 50 Let Oktyabrya str., 94,
E-mail: evgeniysokolov1@yandex.ru

Annotation. An effective technology for creating microfluidic chips has been developed to study the dynamics of magnetic liquid media with non-magnetic inclusions using controlled exposure to magnetic field sources based on permanent magnets, electromagnets, as well as their combinations.

Key words: microfluidics, microfluidic chip, magnetic field, parafilm, PDMS

Микрофлюидика – одна из самых быстрорастущих областей инженерии, химии и биологии благодаря способности контролировать микродозы и микропотоки. В этом масштабе многие традиционные варианты управления динамикой многофазных систем не работают; значительные возможности бесконтактного управления открывает магнитное поле.

Магнитные жидкости представляют собой коллоидный раствор наноразмерных магнитных наночастиц, покрытых поверхностно-активным веществом в жидкости-носителе [1-5]. Магнитные жидкости позволяют добиться уникального сочетания: текучести и активного отклика на внешние, в первую очередь, магнитные воздействия [6-10].

Управляемое воздействие на немагнитные капли в магнитной жидкости является актуальной тематикой недавних исследований [11-13]. В работе [14] исследована миграция и слияние капель воды в магнитной жидкости в микроканале в неоднородном магнитном поле.

Важнейшей проблемой капельной микрофлюидики является разработка систем надежной генерации капель микронных размеров [15]. Управление данными осуществляется подводом различных видов энергии к границе раздела жидкость/жидкость. Управляемое магнитное поле представляется перспективным способом управления процессом генерации капель, так оно воздействует бесконтактно, не приводит к нагреву и изменению физических свойств многофазной системы.

Микрофлюидные чипы могут быть изготовлены множеством различных способов, одним из наиболее популярных вариантов является использование пленки Parafilm®. Parafilm® представляет собой термопластичную пленку, которая позволяет ей оставаться твердой при комнатной температуре и плавиться при температуре примерно выше 60 °С. Наиболее сложным моментом при производстве микрофлюидных чипов подобным способом является подбор режима и температуры нагрева при спекании чипа. В работе [16] указано, что чип размещали на теплой плитке в течение нескольких минут, в статье [17] сэндвич-структура нагревалась до 75 °С, в работе [18] чип нагревали при температуре 120 °С от двух до 10 минут в зависимости от материала чипа. Влияние температуры нагрева подробно изучено в работе [19], в которой исследованы PET–Parafilm®–PET сэндвич-структуры, полученные с помощью ламинации. В данной работе было выяснено, что оптимальной температурой является 35 °С.

Еще одним вариантом изготовления микрофлюидных чипов является технология Embedded SCAffold RemovinG Open Technology (ESCARGOT) [20], заключающаяся в изготовлении микроканальной структуры посредством 3D-печати ABS-пластика. Затем эти каркасы суспендировали в жидком силиконовом компанунде (ПДМС), последний отверждали при 75 °С в течение 2 часов, после чего погружали в ацетон на 12 часов, растворяя каркасы, сделанные из ABS пластика. Заключительная промывка ацетоном полностью очистила внутренний канал, фактически создав микрофлюидное устройство PDMS.

Проведенный литературный обзор показывает, что существует несколько технологий изготовления микрофлюидных чипов, которые могут быть использованы для изготовления систем с интегрированными управляемыми источниками магнитного поля. В данных работах используются различные значения температуры, давления и времени спекания, состава полимерной матрицы и технологии про-

мывки, поэтому представляет интерес сравнение данных методов при производстве серии микрофлюидных чипов.

Микрофлюидный чип, конфигурация которого представлена на рис. 1, использовался в качестве тестового образца. Данный чип предполагается использовать для исследований управляемой динамики немагнитных включений в магнитной жидкости. Заполнение магнитной жидкостью будет осуществляться через вход 1, подача немагнитной фазы через вход 2. Использование внешнего магнитного поля, создаваемого кольцевым постоянным магнитом 3, а также электромагнитом, согласно проведенным исследованиям [21-22], позволит создать управляемый счетчик-микродозатор в микрофлюидном исполнении.

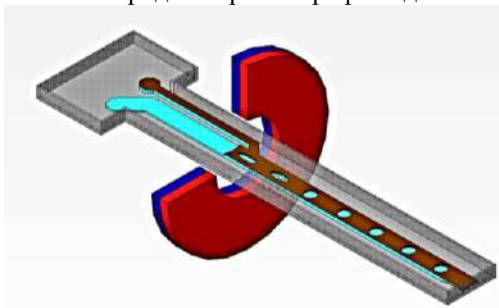


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Для изготовления микрофлюидных чипов использовалось несколько технологий, параметры которых представлены в табл. 1.

Таблица 1

Технологии изготовления микрофлюидных чипов на основе сэндвич-структур с пленкой Parafilm®

Технология производства чипов Chip production technology	Параметры (Options)		
	Сэндвич структура Sandwich structure	Температура нагрева, Т, °С Heating temperature, T, °C	Время выдержки, t, мин (Exposure time, t, min)
№1 [17]	Plexiglass–Parafilm®–Plexiglass	75	5
№2 [18]		120	2-10
№3 [16]		40	5
№4 [19]	PET– Parafilm®–PET	35	1
№5	Plexiglass–Parafilm®–Plexiglass	55	10

Шаблоны из пенки Parafilm® были изготовлены на плоттере Gifttec MT-365. При изготовлении микрофлюидных чипов по технологиям 1-4 лазерный станок Raylogic 11G 1290 использовался для обработки оргстекла, плитка ИКА С-Mag HP 7 для спекания сэндвич-структур, тем-

пература контролировалась с помощью тепловизора testo 875-2. Ламинатор Vektor HD-320 использовался для изготовления микрофлюидных пленочных чипов.

При изготовлении чипов по технологиям 1-2 наблюдалось сужение микроканалов, а иногда и полное их перекрытие. Фотографии данных дефектов, полученные с помощью микроскопа Микмед 5.0, представлены на рис. 2. Появление данных дефектов вызвано плавлением пленки Parafilm® при внешнем давлении. Также было установлено, что в результате воздействия повышенных температур образуются раковины, микрофотография которых приведены на рис. 3. При изготовлении микрофлюидных чипов по технологии №3 наблюдалась разгерметизация чипа, вызванная неполной проклейкой пленки Parafilm® при данной температуре.

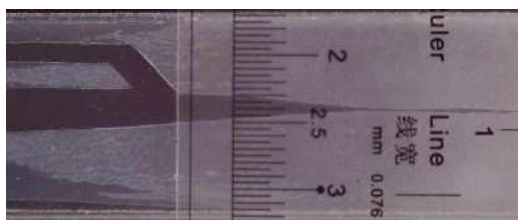


Рис. 2. Фотография сужения микроканалов

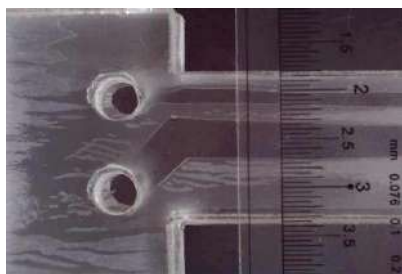


Рис. 3. Фотографии дефектов в виде раковин

Также при производстве чипов по технологиям 1–3 с помощью термофотографии было установлено, что лабораторная электроплитка имеет области неравномерного нагрева, что может отразиться на качестве изделия.

Более равномерный нагрев может быть обеспечен с помощью технологии ламинации №4, с помощью которой было проведено исследование температуры спекания на качество склейки чипа и уменьшение

толщины каналов. Для этого была изготовлена серия чипов с каналом шириной 3 мм, которая была ламинирована при различных температурах. Зависимость относительного уменьшения ширины канала от температуры представлена на рис. 4.

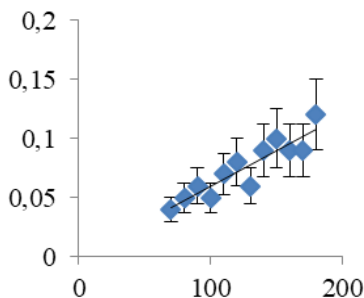


Рис. 4. Зависимость относительного уменьшения ширины канала от температуры

При проведении эксперимента было установлено, что при температуре меньше 50 °С наблюдается неполная проклейка пленки Parafilm®, а при превышении 60 °С пленка Parafilm® плавится, в результате чего наблюдается уменьшение толщины каналов. Также было установлено, что при заполнении магнитной жидкостью в магнитном поле микрофлюидные чипы, изготовленные на основе сэндвич-структур Plexiglass–Parafilm®–Plexiglass, деформируются. Причиной этому является низкая жесткость получаемых структур.

На основании проведенных исследований, с учетом выявленных особенностей и недостатков технологий производства микрофлюидных чипов 1-4, была предложен оптимальный вариант, приведенный в табл. 1 под номером 5. Данная технология, схема которой представлена на рис. 5, состоит из следующих операций:

1. Изготовление слоев чипа: оргстекло с помощью обработки на лазерном станке Raylogic 11G 1290, пленка Parafilm® на плоттере Gifttec MT-365
2. Сборка сэндвич-структуры с помощью зажимов.
3. Предварительный нагрев электроплитки с массивной металлической пластиной для равномерного распределения тепла до 55 °С.
4. Спекание с контролем равномерности прогрева до 55 °С с помощью тепловизора.
5. Разборка изделия, приклеивание коннекторов

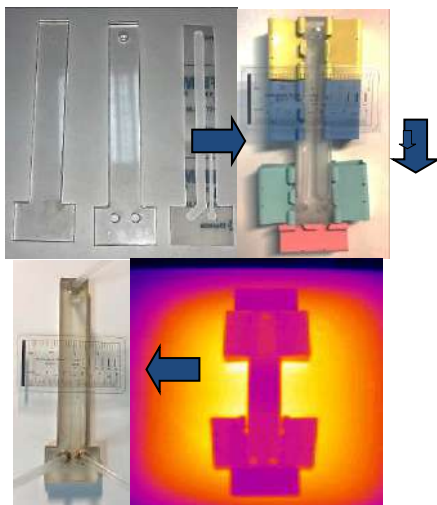


Рис. 5. Технология производства микрофлюидных чипов на основе сэндвич-структур с пленкой Parafilm®

Фотография экспериментальной установки по исследованию динамики немагнитных включений в магнитной жидкости в неоднородном магнитном поле в микрофлюидном чипе, изготовленном по технологии №5, представлена на рис. 6,а. Результаты микрофотографии, полученной на данной установке, приведены на рис. 6,б.

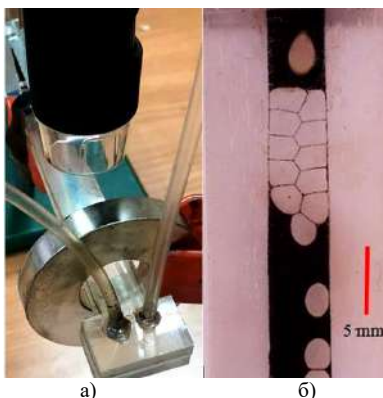


Рис. 6. Экспериментальная установка на основе микрофлюидного чипа: а-общий вид, б-микрофотография динамики немагнитных включений в магнитной жидкости в неоднородном магнитном поле

К недостаткам технологии производства микрофлюидных чипов на основе сэндвич-структур Plexiglass– Parafilm®– Plexiglass можно отнести ограничения, связанные с минимальной шириной прослойки пленки между соседними каналами в 1 мм, которая обеспечивает герметичность чипа, а также невозможность интеграции источников управляемых внешних воздействий, например: магнитов, электродов, нагревательных элементов и т.д. Этим недостатком лишена технология (ESCARGOT) [20], заключающейся в изготовлении микроканальной структуры посредством 3D-печати ABS-пластика. С помощью нее были изготовлены микрофлюидные чипы на основе двух прозрачных двухкомпонентных силиконовых компаундов REXANT ПК-68 и Силагерм 2104. Для изготовления схемы-каркаса микрофлюидных каналов использовался 3D-принтер Picaso. Схема изготовления микрофлюидных чипов с интегрированными источниками магнитного поля на основе ESCARGOT представлена на рис.7, она включает:

1. Изготовление компьютерной трехмерной модели каналов микрофлюидного чипа.
2. Печать модели на 3D-принтере Picaso.
3. Сборку схемы-каркаса микрофлюидных каналов, источников магнитного поля в форме для заливки.
4. Подготовку компаунда, которая включает спешивание его компонентов и дегазацию.
5. Заливка компаунда в форму.
6. Выдержку в 24 часа и изъятие чипа из формы.
7. Промывку чипа в ацетоне для удаления ABS-пластика.

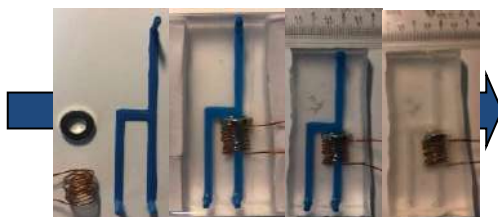


Рис. 7. Производство микрофлюидных чипов на основе ESCARGOT

По итогам изготовления микрофлюидных чипов установлено, что наилучшим компаундом для их изготовления является Силагерм 2104. Изделия из компаунда REXANT ПК-68 после промывки ацетоном становились хрупкими и мутнели.

Заключение

В работе рассмотрено несколько технологий производства микрофлюидных устройств. Определены оптимальные параметры изготовления чипов на основе сэндвич-структур Plexiglass– Parafilm®– Plexiglass. Предложен оригинальный вариант изготовления микрофлюидного устройства с интегрированным миниатюрным источником магнитного поля на основе технологии ESCARGOT. Полученные результаты могут быть полезны для разработки устройств по управляемому воздействию на умные материалы в микрофлюидных чипах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-22-003113 <https://rscf.ru/project/22-22-00311/> и в рамках реализации государственного задания (№ 0851-2020-0035).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rosensweig R.E. Ferrohydrodynamics / R. E. Rosensweig - Courier Corporation, 1985. - 348 p.
2. Такетоми С. Магнитные жидкости / С. Такетоми, С. Тикадзуми: Пер. с японск. – М.: Мир, 1993. – 272 с.
3. Katsikis G. Synchronous magnetic control of water droplets in bulk ferrofluid / G. Katsikis, A. Breant, A. Rinberg, M. Prakash // Soft matter. – 2018. – V. 14. – №. 5. – P. 681-692.
4. Баштовой В.Г. Введение в термомеханику магнитных жидкостей / В.Г. Баштовой, Б. М. Берковский, А. Н. Вислович. – М.: ИВТАН. 1985. – 188 с.
5. Полунин В.М. Акустические эффекты в магнитных жидкостях / В. М. Полунин М: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 208 с.
6. Boev V.M. Instability of the flow of a magnetic liquid pushing down an air cavity / M.L.Boev, V.M.Polunin, P.A.Ryapolov, V.G.Bashtovoi, A.G.Reks, Yu.B.Kazakov, I.M.Aref'ev & T.A.Aref'eva // Russian Physics Journal. 2015. V.57, Issue 10. pp 1348-1355.
7. Полунин В. М. Возмущение намагниченности магнитной жидкости ультрамалыми тепловыми колебаниями, сопровождающими звуковую волну / В.М. Полунин, А.М. Стороженко, П.А. Ряполов, А.О. Танцюра, Ю.Б. Казаков, Т.А. Арефьева, И.М. Арефьев, Ю.А. Нерочев, В.И. Коротковский // Акустический журнал. 2014. Т. 60. №. 5. С. 476-482.
8. Баштовой, В.Г. Захват и передислокация порции воздуха управляемым потоком нанодисперсной магнитной жидкости / В.Г. Баштовой, В.М. Полунин, М.Л. Боев, П. А. Ряполов // Нанотехника. – 2013. – № 1(33). – С. 84-91.
9. Ряполов, П.А. Захват воздушной полости плоским каналом с магнитной жидкостью в кольцевом магните / П. А. Ряполов, В. М. Полунин, Е. Б. Постников, В. Г. Баштовой, А. Г. Рекс, Е. А. Соколов // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2020. – Т. 63. – № 6. – С. 163-169.
10. Ряполов, П.А. Динамика немагнитных жидких и газообразных включений в магнитной жидкости в магнитном поле кольцевого магнита / П. А. Ряполов, Е. А. Соколов // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2021. Т. . № 1. С. 102-113.
11. Katsikis G. Synchronous magnetic control of water droplets in bulk ferrofluid / G. Katsikis, A. Breant, A. Rinberg, M. Prakash // Soft matter. – 2018. – V. 14. – №. 5. P. 681-692.

12. 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.
13. Rigoni C. Magnetic field-driven deformation, attraction, and coalescence of nonmagnetic aqueous droplets in an oil-based ferrofluid / C. A. Rigoni, J. Fresnais, D. Talbot, R. Massart, R. Perzynski, J. C. Bacri, A. Abou-Hassan // *Langmuir*. – 2020. – V. 36. №. 18. P. 5048-5057.
14. Banerjee U. Cross-stream migration and coalescence of droplets in a microchannel co-flow using magnetophoresis / U. Banerjee, C. Mandal, S. K. Jain, A. K. Sen // *Physics of Fluids*. – 2019. – V. 31. – №. 11. – P. 112003.
15. Chong Z.Z. Active droplet generation in microfluidics / Z. Z. Chong, S. H. Tan, A. M. Gañán-Calvo, S. B. Tor, N. H. Loh, N. T. Nguyen // *Lab on a Chip*. 2016. V. 16. №. 1. P. 35-58.
16. Wang Q., Bentley M. R., Steinbock O. Self-organization of layered inorganic membranes in microfluidic devices // *The Journal of Physical Chemistry C*. – 2017. – T. 121. – №. 26. – C. 14120-14127.
17. Kitenbergs G. Gravity effects on mixing with magnetic micro-convection in microfluidics / G. Kitenbergs, A. Tatuļčenkova, L. Puķina, A. Cēbers // *The European Physical Journal E*. – 2018. – V. 41. – №. 11. – P. 1-11.
18. Yu L. Microfluidic paper-based analytical devices fabricated by low-cost photolithography and embossing of Parafilm® / L. Yu, Z. Z. Shi // *Lab on a Chip*. – 2015. – V. 15. – №. 7. – P. 1642-1645.
19. Lu Y. Fast prototyping of a customized microfluidic device in a non-clean-room setting by cutting and laminating Parafilm® / Y. Lu, Z. Shi, L. Yu, C. M. Li // *RSC advances*. – 2016. – V. 6. – №. 88. – P. 85468-85472.
20. Saggiomo V. Simple 3D printed scaffold-removal method for the fabrication of intricate microfluidic devices / V. Saggiomo, A. H. Velders // *Advanced science*. – 2015. – V. 2. – №. 9. – P. 1500125.
21. Ryapolov P.A. The behaviour of gas inclusions in a magnetic fluid in a non-uniform magnetic field / P. A. Ryapolov, V. M. Polunin, E. B. Postnikov, V. G. Bashstovoi, A. G. Reks, E. A. Sokolov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2020. – V. 497. – P. 165925.
22. Ряполов П.А. Поведение капель воды в магнитной жидкости в неоднородном магнитном поле кольцевого магнита / П.А. Ряполов, Е.А. Соколов, И. А. Шабанова, А.О. Васильева, Д.А. Калужная, А.В. Кузько // *Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии*. – 2020. – Т. 10. – №. 3. С. 45-57.

МАГНИТНАЯ СИСТЕМА ОДНООСНОГО ФЕРРОЖИДКОСТНОГО АКСЕЛЕРОМЕТРА

Иванов А.С.¹, Косков М.А.²

ФГБУН Институт механики сплошных сред УрО РАН

г. Пермь, Российская Федерация

E-mail: lesnichiy@icmm.ru¹; e-mail: koskov.m@icmm.ru²

Аннотация. Предложен способ линеаризации характеристики одноосного магнитожидкостного датчика ускорений путём переработки его магнитной системы. Предложены несколько вариантов конструкций магнитных систем. Изготовлен и протестирован натурный макет одной из возможных конструкций.

Ключевые слова. Одноосный акселерометр, магнитная система, градиент напряжённости магнитного поля

MAGNETIC SYSTEM OF A UNIAXIAL FERROFLUID ACCELEROMETER

Ivanov A.S.,¹ Koskov M.A.²

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russia

e-mail: lesnichiy@icmm.ru¹; e-mail: koskov.m@icmm.ru²

Abstract. A method for linearising the characteristic of a uniaxial ferrofluid accelerometer is proposed. The linearisation is achieved by redesigning the magnetic sensor system. Several designs of magnetic systems are shown. A test item of one of the possible designs is fabricated and examined.

Key words. Uniaxial accelerometer, magnetic system, magnetic field strength gradient



ИВАНОВ Алексей Сергеевич окончил ПГУ по специальности «Радиофизика» в 2006 году. В 2011 году защитил диссертацию на соискание ученой степени к.ф.-м.н. по теме «Магнитофорез и диффузия коллоидных частиц в тонком слое магнитной жидкости». В настоящее время является заведующим лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.



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

В настоящее время промышленно-производимых магнитожидкостных акселерометров не существует. Успешному внедрению конструкции одноосного акселерометра, предложенного в XX веке и описанного в [1, 2] помешало неустранимое явление магнитофореза [3], влекущее сильный дрейф нуля. Решение этой проблемы достигается устранением магнитной жидкости из процесса формирования полезного сигнала с сохранением за ней только роли жидкой смазки, удерживающей чувствительный к ускорению элемент (инертную массу) от соприкосновения с корпусом устройства. Такие датчики описаны, например, в [4, 5]. Впрочем, и эти конструкции обладают одним недостатком: величина смещения инертной массы от положения равновесия нелинейна по отношению к внешнему воздействию. Надёжно измеряемым оказывается только постоянное ускорение, а динамическое воздействие можно лишь детектировать [6].

Требованию линейности характеристики удовлетворяют механические датчики, упругие элементы которых подчинены закону Гука. В магнитожидкостных датчиках [4-6] роль силы упругости играет сила взаимодействия постоянного магнитного момента чувствительного элемента с полем постоянных магнитов, размещённых на корпусе. Линеаризации этой силы посвящена настоящая работа.

Решение поставленной задачи, в случае одноосного акселерометра, сводится к созданию осесимметричной магнитной системы с линейным вдоль оси градиентом напряжённости магнитного поля. В качестве составляющих магнитной системы источников поля рассматривались постоянные магниты и магнитные катушки без ферромагнитного ядра. Процесс проектирования системы заключался в подборе количества источников поля, их параметров и взаимного расположения. С этой целью использовался Монте-Карло алгоритм и простейшие модельные представления о поле постоянных магнитов и катушек (например, [7]). Примеры расчётных конфигураций магнитных систем представлены на рис. 1 с сохранением пропорций.

С целью проверки корректности расчёта был изготовлен натурный макет магнитной системы одной из возможных конфигураций (рис. 2). Макет представлял собой выполненный методом 3D-печати немагнитный корпус, к которому жёстко крепились два кольцевых постоянных магнита и магнитная катушка. Роль катушки заключалась в корректировке поля постоянных магнитов до достижения требуемой линейной геометрии.

Напряжённость поля вдоль оси макета намагничивающей системы измерялась тесламером. По результатам измерений, методом конечных разностей, вычислялся градиент напряжённости магнитного поля (рис. 3). Как видно из рисунка, включение в конструкцию корректирующей ка-

тушки приближает градиент напряжённости магнитного поля к требуемой линейной геометрии.

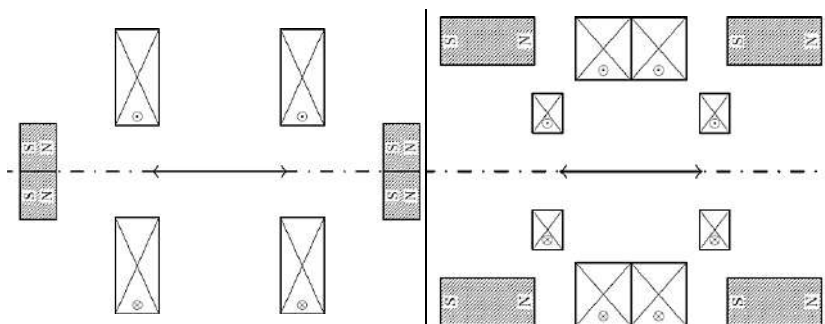


Рис. 1. Осевое сечение магнитных систем с линейным вдоль оси градиентом. Область линейности показана двухконечной стрелкой.

Измерения возвращающей силы производились с использованием тестового чувствительного элемента (инертной массы) из двух цилиндрических постоянных магнитов, соединённых немагнитной втулкой. В остальном, конструкция чувствительного элемента была аналогична с [5]. Тестовая инертная масса помещалась в корпус устройства. Магнитожидкостная смазка в виде двух капель находилась на полюсах инертной массы. Измерения силы, действующей со стороны магнитной системы на тестовый элемент, производились в зависимости от его смещения из положения равновесия (рис. 4). Экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на прямую, проведённую из начала координат. Получение прямой пропорциональности между смещением и возвращающей силой – основной результат работы.

Рассмотрен способ линеаризации характеристики одноосного магнитожидкостного акселерометра, путём переработки его магнитной системы. Предложено использовать магнитные системы с линейным вдоль измерительной оси датчика градиентом напряжённости поля. Рассчитано несколько вариантов конструкций таких систем. Изготов-

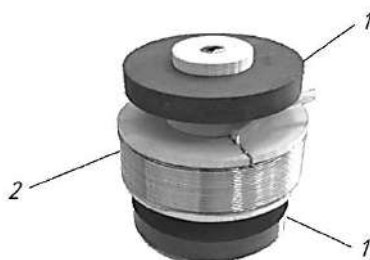


Рис. 1 Магнитная система в сборе.
1 – кольцевые, аксиально-намагниченные постоянные магниты,
2 – катушка прямоугольного сечения

лен макет магнитной системы акселерометра. Проведены измерения силы, возвращающей чувствительный к ускорению элемент в нулевое положение. Получена прямая пропорциональность между возвращающей силой и величиной смещения чувствительного элемента.

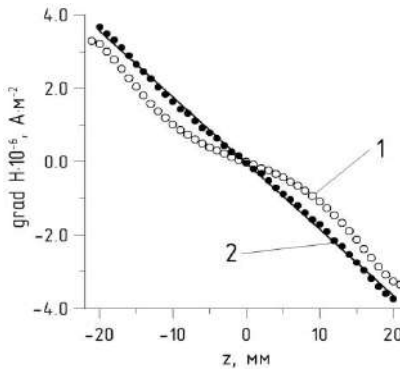


Рис.3. Градиент напряжённости магнитного поля вдоль оси макета акселерометра:

1 – поле постоянных магнитов,
2 – поле, скорректированное катушкой

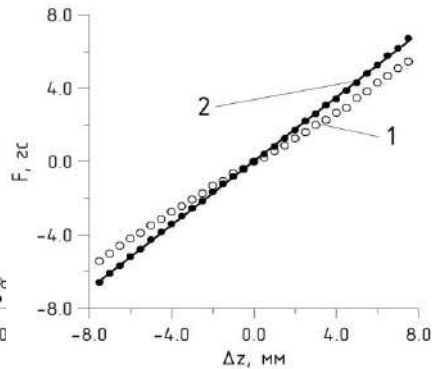


Рис.4. Сила, действующая на чувствительный элемент в зависимости от его смещения из положения равновесия:

1 – в поле постоянных магнитов,
2 – в поле, скорректированном катушкой

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bailey R.L., Lesser known applications of ferrofluids // JMMM. 1983. Iss. 1-2. P. 178-182.
2. Фертман В.Е. Магнитные жидкости: справ. пособие. Мн.: Высшая школа, 1988. 184 с.
3. Pshenichnikov A.F., Ivanov A.S. Magnetophoresis of particles and aggregates in concentrated magnetic fluids // Phys. Rev. E – Statistical & Nonlinear and Soft Matter Physics. 2012. Vol. 86, no 5. P. 051401.
4. Магнитожидкостное устройство для определения угла наклона [текст]: пат. 166054 Рос. Федерация: МПК G01C 9/20 2016.
5. 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.
6. Устройство для измерения вибраций [текст]: пат. 198257 Рос. Федерация: G01H 11/02 2006.
7. Смайт В. Электростатика и электродинамика. М.: Изд-во иностранной лит-ры, 1954.

ОЦЕНКА РЕСУРСА МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ УПЛОТНЕНИЙ, КОНТАКТИРУЮЩИХ С ЖИДКИМИ СРЕДАМИ

Федоров О.Л.

ООО «Программы и технологии электрических систем» (фирма ПИТЭС)
355004, Ставрополь, проезд Хмельницкого 55
E-mai: fedorovol@bk.ru

Аннотация. В работе изложены методы оценки ресурса работы магнито-жидкостных уплотнений, контактирующих с жидкой средой. Найдены аналитические зависимости его от определяющих параметров уплотнения и среды, подтвержденные экспериментом.

Ключевые слова: магнитожижкостное уплотнение, жидкая среда, ресурс

EVALUATION OF THE RESOURCE OF MAGNETOFLUIDIC SEALS IN CONTACT WITH LIQUID MEDIA

Fedorov O.L.

LLC «Programs and technologies of electrical systems» (PITES firm),
355004, Stavropol, Khmel'nitsky Passage 55
E-mail: fedorovol@bk.ru

Abstract. The paper describes methods for estimating the service life of magneto-fluidic seals in contact with a liquid medium. Analytical dependences of it on the determining parameters of the seal and the medium are found, confirmed by experiment.

Keywords: magnetofluidic seal, liquid medium, resource



ФЕДОРОВ Олег Леонидович окончил Казанский авиационный институт в 1972 году. В 1989 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Работоспособность и фрикционные свойства магнитожижкостных уплотнений для герметизации жидких сред». Имеет 92 научных публикации, в том числе 9 патентов РФ, 4 монографии. В настоящее время является научным консультантом фирмы ПИТЭС. Область научных интересов – герметизация и фильтрация жидких и газообразных сред с помощью магнитоуправляемых систем.

Данная работа относится к области прогнозирования ресурса работ магнитожижкостных уплотнений (МЖУ) вращающихся рабочих органов - валов, контактирующих с жидкими немагнитными средами в подвижных частях машин и оборудования.

Изучение процесса герметизации жидких сред МЖУ является актуальной задачей, вследствие довольно широкого применения этих уплотнений во многих отраслях промышленности, использующих со-

временные наукоемкие технологии, в частности, в химической, биологической и фармацевтической отраслях.

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. Обозначим его $P_{кр}$. Герметизатор - магнитная жидкость (МЖ) подбирается химически инертным относительно герметизируемой среды и не растворимым в ней. В данной статье рассматривается задача определения (расчета) ресурса работы МЖУ как функциональной зависимости от параметров герметизируемой среды и уплотнения. Данная задача рассматривалась в ряде работ [1-4], однако решение ее далеко от завершения.

Постановка задачи

Кроме процессов физико-химического старения МЖ [4], на долговечность МЖУ оказывает существенное влияние фактор смешивания (эмульгирования) МЖ с жидкой немагнитной средой в подвижных (вращающихся) рабочих органах машин. При этом ресурс работы МЖУ определяется интенсивностью необратимых потерь МЖ из уплотнения вследствие её уноса (эмульгирования) герметизируемой средой.

Будем рассматривать эту задачу с точки зрения теории перемешивания (эмульгирования) двух нерастворимых друг в друге жидких сред [5,6]. Процесс эмульгирования МЖ в сплошную жидкую среду будет иметь место при потере устойчивости свободной поверхности раздела МЖ – герметизируемая среда. Это происходит при условии, когда относительная скорость сплошной среды будет превосходить некоторую предельную величину $W > W_{пр}$ [6]. Сила F , действующая со стороны сплошной среды на МЖ вызывает неустойчивость свободной поверхности раздела, из МЖ вырываются небольшие объемы в виде сфер диаметром $d_{ик}$ и тогда указанную силу в стоксовском приближении можно записать в виде $F = 3\pi\eta d_{ик} W_{пр}$ и, поскольку $\sigma \sim \frac{F}{d_{ик}}$, то

$$W_{пр} = a \frac{\sigma}{\eta} \quad (1)$$

Здесь: σ - коэффициент поверхностного натяжения на границе раздела фаз, η - динамическая вязкость жидкой сплошной среды, a – некоторый коэффициент, определяемый краевыми эффектами конструкции уплотнения.

Пренебрегая архимедовой силой и силой тяжести, можно записать: $F = F_0 + F_{ик}$, здесь: F_0 - сила сплошной среды в отсутствии магнитно-

го поля, $F_H = J \nabla \bar{H}$ - компонента силы, вызванная наложенным на объем МЖ неоднородным магнитным полем МЖУ, J - намагниченность МЖ, $\nabla \bar{H}$ - градиент напряженности магнитного поля в зазоре уплотнения. Тогда $\sigma \sim \frac{F_0 + F_H}{d_{\text{мж}}} = \sigma_0 + \sigma_H$

Согласно экспериментальным данным, имеющимся в распоряжении автора $a \sim 10^{-2}$.

Поскольку величина σ есть величина переменная, зависящая от градиента напряженности магнитного поля в зазоре уплотнения, то в процессе эмульгирования, при уменьшении объема V магнитожидкостного рабочего тела и изменения при этом положения свободной поверхности раздела сред относительно зазора уплотнения, она возрастает при возрастании 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. После чего эмульгирование прекращается, а объем рабочего тела герметизатора (МЖ) становится равным некоторой величине, которую обозначим $V_{\text{пр}}$, при условии: $P_{\text{кр}} > P$. Скорость среды W может быть такова, что процесс эмульгирования происходит до достижения МЖУ предельного состояния – пробоя уплотнения, или, при отсутствии избыточного давления жидкой среды, до практически полного эмульгирования рабочего тела герметизатора.

В данном случае это будет, либо окружная скорость вращающейся среды в области неподвижного рабочего органа (вала), либо окружная скорость среды в области вращающегося вала с некоторой угловой скоростью ω_0 (рис.1). На рис.1 показаны положения двух свободных поверхностей МЖ в связанной цилиндрической системе координат (слева - граница раздела МЖ- герметизируемая жидкая среда; справа - МЖ- газовая среда).

При избыточном давлении герметизируемой среды, равном нулю, объем МЖ слева от зубца (вертикальной штриховой линии на рисунке) полюсного наконечника уплотнения будет равен $n_0 V_0$.

При избыточном давлении, не равном нулю, этот объем равен $n_p V_0$, где n_0, n_p – некоторые коэффициенты пропорциональности, определяемые конфигурацией и параметрами магнитного поля магнитной системы МЖУ без избыточного давления герметизируемой среды и при его наличии соответственно.

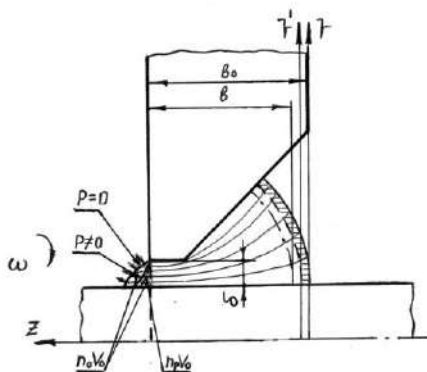


Рис. 1. Изменение положения первоначального объема V_0 магнитожидкостного рабочего тела уплотнения относительно оси вала МЖУ при избыточном давлении герметизируемой среды P и без него. Тонкими линиями показаны элементарные трубки тока в процессе эмульгирования МЖ. Используется цилиндрическая система координат, связанная с рабочим телом герметизатора

Время эмульгирования части рабочего тела МЖ из уплотнения $t_{эм}$, за которое, как следствие, происходит уменьшение критического пробивного давления МЖУ $P_{кр}$ до величины избыточного давления среды P , значительно меньше времени старения МЖ от действия других внешних факторов. Следовательно, указанное время определяет ресурс работы МЖУ для герметизации жидких сред при условии, что МЖ не растворима в данной среде, и, что герметизируемая среда не имеет признаков химической активности по отношению к МЖ.

Процесс эмульгирования магнитожидкостного рабочего тела из уплотнения в герметизируемую немагнитную среду является достаточно сложным, трудно поддающимся аналитическому описанию процессом.

Поэтому наиболее целесообразным первым этапом в изучении этого процесса является использование методов теории подобия и анализа размерностей.

Оценка ресурса работы МЖУ с использованием теории подобия и анализа размерностей

В практике моделирования гидродинамических процессов, в частности, перемешивания жидких сред, используется уравнение подобия [6]:

$$Eu = \varphi(Re, \Gamma_1, \Gamma_2 \dots) \quad (2)$$

Полагаем, что, несмотря на существенное влияние на эмульгирование неоднородного магнитного поля МЖУ, уравнение (2) применимо

и в данном случае. С учетом имеющихся экспериментальных данных [2,3] уравнение (2) можно представить в более конкретном виде:

$$Eu = cRe^{-x}\varphi(\Gamma), \quad (3)$$

где $Eu = \frac{P_{кр.дин.}}{\rho_{жж}\omega_0^2 R_0^2}$ - критерий Эйлера; $Re = \frac{\rho\omega_0 R_0^2}{\eta}$ - центробежный критерий Рейнольдса; $\Gamma = \frac{V}{V_0}$ - критерий – симплекс (относительный параметр); V_0 - начальный объем магнитожидкостного рабочего тела в уплотнении; R_0 – радиус рабочего органа (вала); ω_0 - угловая скорость рабочего органа (вала); $\rho_{жж}$ - плотность МЖ; η - динамическая вязкость герметизируемой немагнитной среды; ρ - плотность герметизируемой немагнитной среды; $P_{кр.дин.}$ – текущее значение критического (пробивного) давления среды для заданной угловой скорости вращения рабочего органа (вала); $P_{кр.один.}$ – начальное значение критического (пробивного) давления МЖУ, соответствующее V_0 ; c, x – некоторые величины, определяемые экспериментально или из дополнительных соотношений.

Исходя из данных, приведенных в работах[4,7,8], где учитывается влияние инерционных сил на критическое давление уплотнения в динамическом режиме его работы ($\omega_0 \neq 0$), и проведя тождественные преобразования равенства (3), получим:

$$P_{кр.дин.} = cRe^{-x}P_{кр.один.}\varphi(\Gamma) \quad (4)$$

Очевидно, что равенство (4) выражает зависимость критического давления от времени работы МЖУ (поскольку критерий Γ , в свою очередь, является функцией от времени эмульгирования), его конструктивных параметров, параметров магнитной системы и параметров герметизируемой среды в самом общем виде, дающее представление лишь о характере влияния вышеуказанных параметров на величину критического давления уплотнения.

Для нахождения функциональной зависимости $\varphi(\Gamma)$ от времени эмульгирования, а также значений коэффициента c и показателя степени x , необходимых для определения ресурса работы МЖУ, используем другие подходы для решения этой задачи.

Определение ресурса МЖУ с помощью уравнения сохранения энергии

Будем использовать положения теории перемешивания и уравнение энергетического баланса.

Рассматривается процесс перемешивания двух жидких сред (герметизируемая немагнитная среда - бесконечного объема, МЖ – конечно-го объема V_0).

Процесс массоотдачи МЖ через свободную поверхность раздела фаз, полагая плотность МЖ постоянной, а процесс изотермическим, можно представить уравнением:

$$V_0 - V = \int_0^t q_V dt \quad (5)$$

Здесь; q_V – мгновенный объемный расход МЖ

Введем упрощение. Будем рассматривать случай движения (вращения) только жидкой немагнитной герметизируемой среды, рабочий орган (вал) МЖУ неподвижен.

Пусть среда вращается с такими окружными скоростями, при которых начинается происходить эмульгирование МЖ в среду. При этом полагаем, что на некотором расстоянии, достаточно близком к рабочему органу (валу) и соизмеримому с зазором δ (рис. 1), немагнитная жидкая среда имеет область, вращающуюся с некоторой угловой скоростью, $\omega \approx \omega_0$.

Уравнение энергетического баланса для магнитожидкостного рабочего тела при его эмульгировании будет иметь вид:

$$dA_{\text{эм.}} = -(dA_{\text{н.}} + dA_{\text{пов.}} + dA_{\text{тр.}}), \quad (6)$$

где $dA_{\text{эм.}}$ - элементарная работа, затрачиваемая на эмульгирование некоторого элементарного объема dV магнитожидкостного рабочего тела во внешнюю среду силами трения и инерции; $dA_{\text{пов.}}$ - элементарная работа сил межфазного натяжения при изменении на dS площади свободной поверхности раздела фаз; $dA_{\text{пов.}} = \sigma dS$, здесь: $dS = \frac{\sigma}{b_{\text{сп}}}$, $b_{\text{сп}} \approx \frac{dV}{dS} = \text{const}$ (из простых математических соображений); $dA_{\text{тр.}}$ – элементарная работа сил вязкостного трения внутри объема МЖ при его изменении на величину dV ; $dA_{\text{тр.}} = \tau_0 dV$.

Внешнее избыточное давление герметизируемой среды P является термодинамическим параметром, определяющим в данном случае, элементарную работу объемных магнитных сил: $dA_{\text{м}} = PdV$

Далее предположим, что работа эмульгирования некоторого объема V МЖ является функцией от следующих параметров (при $P = \text{const}$):

$$A_{\text{эм.}} = A_{\text{эм.}}(V, V_0, M_z) \quad (7)$$

Выражение (7) в критериальной форме можно представить:

$$A_{\text{эм.}} = \kappa \left(\frac{V}{V_0} \right)^x M_z \quad (8)$$

где M_z – момент сил трения герметизируемой среды относительно оси z вала уплотнения на границе раздела фаз в произвольный момент времени; κ, x – некоторые безразмерные величины.

Решение

Общее решение уравнения (6) будет иметь вид

$$(P + c_1)(n_0 - n_p)V_0 + \kappa_1 \left(\frac{V}{V_0}\right)^y (P + c_1) = c - M_z \quad (9)$$

Здесь: $y = 1 - x$, $\kappa_1 = \frac{V_0}{(1-x)\kappa}$ – некоторый коэффициент с размерностью объема, $c_1 = \frac{\sigma}{b_{cp}} + \tau_0$, c – постоянная интегрирования.

Проведя тождественные преобразования, и используя граничные условия:

1. $V_{кр} = \delta t 2\pi R_0 \approx 0$; $P_{кр} = 0$; ($V_0 > V_{кр}$)
2. $V_{кр} = V_0$; $P_{кр} = P_{кр0}$; $M_{zкр} \approx M_{zкр0} = const$, получим

$$P_{кр} = P_{кр0} \frac{(n_0 + \kappa_1^*) \left(\frac{V_{кр}}{V_0}\right)^y}{n_0 + \kappa_1^* \left(\frac{V_{кр}}{V_0}\right)^y} \quad (10)$$

Здесь: $V_{кр}$ – объем МЖ, соответствующий критическому давлению,

$\kappa_1^* = \frac{1}{\kappa(1-x)}$ – безразмерный коэффициент.

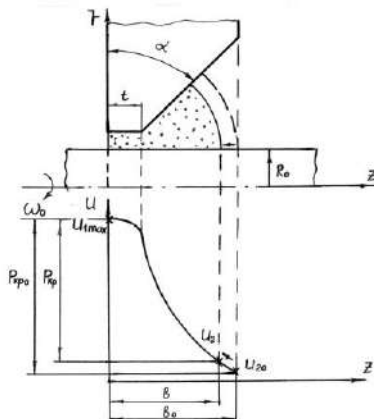


Рис. 2. Зависимость удельных магнитных энергий на свободных границах, занимаемых МЖ в уплотнении в процессе изменения объема магнитожидкостного рабочего тела при эмульгировании

Для критического давления в динамическом режиме работы уплотнения ($\omega_0 \neq 0$), выражая коэффициенты η_0, κ_1^* через удельные энергии магнитного поля в зазоре МЖУ [3], окончательно получим

$$P_{кр.дин} = P_{кр0} \frac{A \left(\frac{V_{жп}}{V_0}\right)^{0,56}}{1 + (A-1) \left(\frac{V_{жп}}{V_0}\right)^{0,56}} - \rho_{жж} \omega_0^2 R \delta_{ср}, \quad (11)$$

где $A = \frac{U_{1max}}{U_{20}}$, U_{1max}, U_{20} – максимальные магнитные удельные энергии в МЖ на вершине зубца полюсного наконечника магнитной системы уплотнения и на правой границе его соответственно (рис. 2), (обычно $A = 2,5 \div 3$), $\delta_{ср}$ – среднее значение высоты слоя МЖ в зазоре уплотнения.

Нахождение функциональной зависимости объема магнитожидкостного рабочего тела от времени эмульгирования, параметров МЖУ и эмульгируемой среды

При решении данного этапа поставленной задачи используем также методы теории подобия и анализа размерностей.

Полагаем, что сток на поверхности раздела МЖ – герметизируемая среда, определяемый параметром объемного расхода q_v , может быть функцией только этих параметров:

$$q_v = f(\omega_0, R_0, \rho, \eta, V, \sigma, \eta_{жж}) \quad (12)$$

На основании теоремы Федермана – Бэкингема (вторая теорема подобия) получаем критериальное уравнение вида:

$$q_v = c Re^y (Re_{жж})^z We^k \omega_0 V = c Re^{y-z} \Gamma^z We^k \omega_0 V, \quad (13)$$

где $\Gamma = \frac{\eta}{\eta_{жж}}$ – критерий – симплекс. We – критерий Вебера.

Для определения показателей степеней y, z уравнения (13) используем модифицированное уравнение энергетического баланса.

Полагаем, что при работе МЖУ выполняется условие пропорциональности подводимой к объему V и отводимой мощностей (β – коэффициент пропорциональности).

Тогда выражение (13) можно записать в более простом виде:

$$q_v = \beta Re^{0,5} \Gamma \omega_0 V \quad (14)$$

где $Re = \frac{\omega_0 \delta^2}{\nu}$ – критерий Рейнольдса для течения герметизируемой среды, близкой к области уплотнителя; $\eta_{жж}$ – динамическая вязкость МЖ; σ – коэффициент межфазного натяжения; ν, η – кинематическая и динамическая вязкость герметизируемой среды соответственно.

Из равенства (14), с учетом (5) и начальных условий эмульгирования, находим:

$$V = V_{пр.} + (V_0 - V_{пр.})exp[-c_1 \omega_0 t] \quad (15)$$

где $V_{пр.}$ – предельное значение объема МЖ, при котором эмульгирование прекращается при заданной частоте вращения рабочего органа (вала) МЖУ ω_0 ; c_1 – некоторый коэффициент, зависящий от определяющих параметров эмульгирования:

$$c_1 = Re^{0,5} \Gamma W e^k \quad (16)$$

Практический интерес представляет процесс, где выполняется условие:

$$V_{пр.} \leq V_{кр} \quad (17)$$

Очевидно, что при прочих равных условиях максимальный ресурс работы МЖУ будет при $V_{пр.} \geq V_{кр}$ (близкий к ресурсу МЖУ, герметизирующего газообразную среду), минимальный – при $V_{пр.} = 0$.

Подставляя (15) в (11), получаем

$$P_{кр.дин} = P_{кр0} \frac{A \left\{ \frac{V_{пр0}}{V_0} + \left(1 - \frac{V_{пр0}}{V_0} \right) exp[-c_1 \omega_0 t] \right\}^{0,56}}{1 + (A-1) \left\{ \frac{V_{пр0}}{V_0} + \left(1 - \frac{V_{пр0}}{V_0} \right) exp[-c_1 \omega_0 t] \right\}^{0,56}} - \rho_{мж} \omega_0^2 R_0 \delta_{ср}} \quad (18)$$

При $P = P_{кр.дин}$; $t = t_p$, здесь: t_p - ресурс работы МЖУ, выражение (18) примет вид

$$t_p = \frac{\ln \left[\frac{1 - \frac{V_{пр0}}{V_0}}{1 - \frac{V_{пр0}}{V_0} \left(\frac{P_{кр0} A}{P + \rho_{мж} \omega_0^2 R_0 \delta_{ср}} - (A-1) \right)^{1,8}} \right]}{c_1 \omega_0} \quad (19)$$

Определение величины t_p по этому равенству довольно затруднительно, однако, при условии $V_{пр} = 0$ уравнение (19) упрощается и минимальный ресурс работы МЖУ можно найти в виде

$$t_p = \frac{\ln \left[\frac{A P_{кр0}}{P + \rho_{мж} \omega_0^2 R_0 \delta_{ср}} - (A-1) \right]}{c_1 \omega_0} \quad (20)$$

Используя данные экспериментов (рис.3,4), [9], например, для герметизируемой среды – воды, диаметра вала $2R_0 = 18\text{мм}$, угловой скорости вращения $\omega_0 = 30\text{с}^{-1}$, полюсного наконечника магнитной системы с одним зубцом (рис. 2), принимая $A=2,5$, получаем $c_1 = 2,2 \times 10^{-6}$, что вполне согласуется с равенствами (11,16).

На рис. 4 показана зависимость относительного объема МЖ в уплотнении от времени вращения вала при скорости 300 об/мин. Она достаточно хорошо согласуется с равенством (15). Из данного графика

можно приблизительно определить величину $\frac{V_{np}}{V_0} \approx 0,3$, а также методом выравнивания в полулогарифмических осях координат найти вышеуказанную величину коэффициента c_1 .

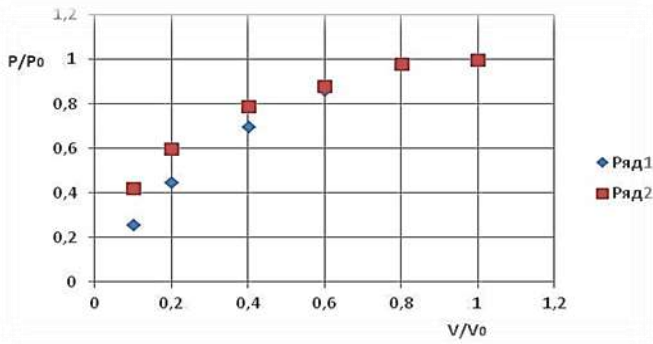


Рис. 3. Зависимость критического давления от объема уплотнителя (ряд 1- экспериментальная зависимость, ряд 2 – теоретическая зависимость)

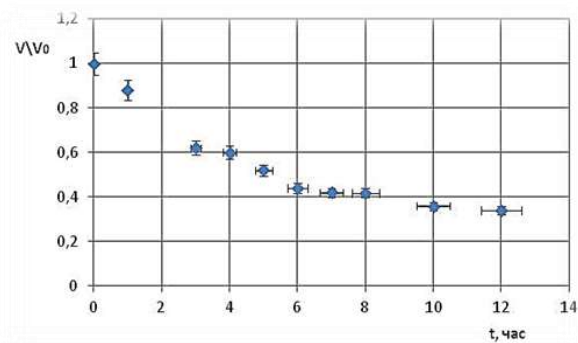


Рис. 4. Зависимость относительного объема МЖ в МЖУ от времени вращения

Выводы

Используя найденные зависимости (18-20), можно аналитически оценить величину ресурса работы МЖУ как интервал времени t_p , за который критическое давление уплотнения, вследствие эмульгирования уменьшается до избыточного давления среды P . Из этих равенств следует, что для увеличения ресурса работы МЖУ можно предложить следующие мероприятия:

- ламинизация течения герметизируемой среды и уменьшение относительной скорости течения до величины меньшей W_{np} ;

- уменьшение местной величины избыточного давления среды до минимально возможных значений в области, близкой к области контакта фаз;
- уменьшение значений критерия Вебера (в основном за счет увеличения коэффициента поверхностного натяжения на границе раздела сред введением в область границы специальных присадок);
- изменение реологических характеристик герметизируемой среды в зоне, близкой к зоне раздела;
- оптимизация скорости вращения ω рабочего органа МЖУ;
- оптимизация магнитных характеристик магнитожидкостного рабочего тела и магнитной системы МЖУ.

Полученные данные можно использовать для уточнения методов испытаний МЖУ с целью более точного прогнозирования ресурса их работы при герметизации жидких сред.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сизов А.П. и др. Исследование работы магнитожидкостного уплотнения в контакте с маслом. // Материалы 3 Всесоюзной школы – семинара по магнитным жидкостям. М.: МГУ, 1983.- С.221 – 225.
2. Орлов Д.В., Федоров О.Л., Скроботова Т.В. Экспериментальное исследование ресурса магнитожидкостных уплотнений при герметизации жидких сред // Магнитная гидродинамика. 1989, №4. – С.127 – 130.
3. Федоров О.Л., Скроботова Т.В., Федоров С.О. Влияние процесса эмульгирования конечного объема магнитной жидкости на ресурс работы магнитожидкостного устройства, контактирующего с жидкой немагнитной средой. // 11-я международная плеская конференция по магнитным жидкостям. Сборник научных трудов. Плес, Россия, сентябрь, 2004. С. 321-328.
4. Орлов Д.В. Михалев Ю.О. и др. Магнитные жидкости в машиностроении. – М.: Машиностроение. 1993. - 272с.
- 5.Кавецкий Г.Д. Королев А.В. Процессы и аппараты пищевых производств. – М.: Агропромиздат, 1991. - С.107 – 112.
6. Фортъе А. Механика суспензий. / Пер. с французск; Под ред. З.П. Шульмана - М.: Мир, 1971.- С 264.
7. Новиков В.А. Синицын А.К. Фертман В.Е. О зависимости удерживаемого перепада давлений от объема герметизирующего слоя магнитной жидкости // Магнитная гидродинамика 1983, №3. – С.123 – 129.
8. Казаков Ю.Б. Морозов Н.А., Страдомский Ю.И., Перминов С.М. . Герметизаторы на основе нанодисперсных магнитных жидкостей и их моделирование / Под общей редакцией Ю.Б. Казакова: ГОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина. – Иваново. 2010. – С.158-162.
9. Черныховский А.А., Дульский А.В., Скроботова Т.В. Исследование процесса эмульгирования магнитожидкостного рабочего тела из магнитожидкостных уплотнителей // Четвертая межвузовская научно-практическая конференция. Совершенствование техники, технологии, экономики в сервисе и методики обучения.ч.2. Ставропольский технологический институт сервиса Южно-Российского государственного университета экономики и сервиса. Ставрополь, Россия, 2004. С.129-133.

ПОРТАТИВНЫЙ ПРИБОР ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ ЕМКОСТНОГО ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА С МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Юрченко В.И.¹, Зятьков Д.О.

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Национальный исследовательский
Томский государственный университет»,
Российская Федерация, 634050, г. Томск, пр. Ленина, д. 36,
E-mail: yur_med@mail.ru¹

Аннотация. В статье представлен макет портативного прибора для измерения магнитного поля. Принцип основан на измерении емкости конденсатора с магнитной жидкостью под действием магнитного поля.

Ключевые слова: магнитная жидкость, датчик, сплав 5БДСР

PORTABLE MAGNETIC FIELD MEASURING DEVICE BASED ON CAPACITIVE MAGNETIC FLUID SENSING ELEMENT

Yurchenko V.I.¹, Zyatkov D.O.

National Research Tomsk State University,
Russian Federation, 634050, Tomsk, Lenin Ave. 36
E-mail: yur_med@mail.ru¹

Annotation. The article presents a model of a portable device for measuring a magnetic field. The principle of operation is based on the measurement of the capacitance of the capacitor with a magnetic liquid under the influence of a magnetic field.

Key words: magnetic liquid, sensor, alloy 5BDSR



ЮРЧЕНКО Василий Иванович окончил Томский государственный университет 1970 специальность: физик – радиоэлектроник. опубликовано 200 научных работ, получено 54 авторских свидетельства и патента на изобретения и внедрено 5 изобретений в производство. Является младшим научным сотрудником НИ ТГУ. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грандом РФ.



ЗЯТЬКОВ Денис Олегович окончил Томский Государственный Университет в 2014 году по специальности физик. В 2018 году окончил аспирантуру Томского Политехнического университета с присвоением квалификации «Исследователь. Преподаватель-исследователь». Имеет около 47 публикаций, в том числе 7 статей из перечня ВАК, 13 статей в базе данных Scopus, WoS, 1 патент на изобретение, 1 патент на полезную модель. В настоящее время является младшим научным сотрудником НИ ТГУ. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грандом РФ.

Датчики магнитного поля используются в системах управления сложными механизмами и процессами, в различных приборах от навигации до медицины.

Свойства МЖ определяется размером и свойством магнитной частицы [1]. МЖ имеет магнитооптические свойства: регулируемый показатель преломления [2], изменение объема [3] и магнитодielekтрическая анизотропия [4]. Предложены различные датчики магнитного поля [5-6]. Датчики на основе МЖ компактные и обладают хорошей чувствительностью [7, 8].

В статье описан прибор измерения магнитного поля на основе емкостного чувствительного элемента с МЖ.

Объект экспериментального исследования

В работе использовались магнитные частицы из магнитомягкого сплава с высокой магнитной проницаемостью в качестве чувствительного материала к магнитному полю. Одним из известных магнитомягких сплавов является нанокристаллический сплав «FENIMET», Hitachi [9]. В России аналогом данного сплава является нанокристаллический сплав 5БДСР на основе железа, получаемый в виде тонкой ленты в ПАО «Ашинский металлургический завод». Магнитная проницаемость ленты 5БДСР на основе железа равна 40000 [10]. Нанокристаллическая лента 5БДСР изготавливается методом литья плоского потока металлического расплава на поверхность охлаждаемого барабана.

Проведены исследования МЖ на основе двух магнитных порошков различной структуры, полученных из нанокристаллического магнитомягкого сплава 5БДСР (табл. 1) Магнитный порошок МЖ-2 получен путем измельчения нанокристаллического магнитомягкого сплава 5БДСР в шаровой мельнице Магнитный порошок МЖ-2 Ашинского завода получен распылением расплава в струе аргона. Намагниченность насыщения (M_s) магнитных частиц, полученных из сплава 5БДСР (140 ЭМЕ/г) одинакова вне зависимости от способа получения. У магнитных частиц, полученных в шаровой мельнице, маленькая коэрцитивная сила (H_c) и остаточная намагниченность (M_r).

Таблица 1

Магнитные характеристики полученных частиц

№	Частицы полученные	H_c , Э	M_s , ЭМЕ/г	M_r , ЭМЕ/г
1	распылением в аргоне МЖ-1	52	140	3,2
2	в шаровой мельнице МЖ-2	18	140	1,4

В работе [10] более подробно описаны магнитными свойствами частиц, полученных разными способами из магнитомягкого сплава 5БДСР, и 82К3ХСР с магнитной проницаемостью 100000.

Метод экспериментального исследования

Измерение магнитного поля осуществляется за счет измерения емкости пластинчатого конденсатора, диэлектриком которого является МЖ с частицами из нанокристаллического магнитного материала с высокой магнитной проницаемостью ($\mu \geq 40000$). Емкость конденсатора с МЖ изменяется с изменением диэлектрической проницаемости магниточувствительной жидкости при воздействии магнитного поля [11].

Конструктивно прибор показан на рис. 1. Корпус прибора напечатан из пластика ABS на 3D принтере.

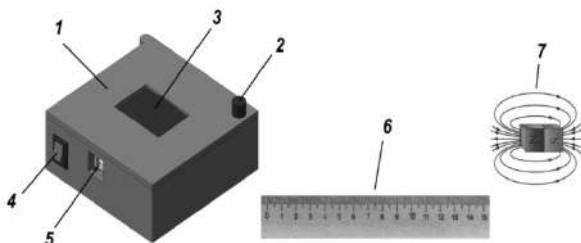


Рис. 1. Прибор: 1 – корпус, 2 – емкостной датчик с магнитной жидкостью, 3 – OLED дисплей, 4 – кнопка вкл/выкл, 5 – USB разъем к компьютеру, 6 – измерительная линейка, 7 – магнит

Магнитное поле создавалось в двух направлениях, перпендикулярно обкладкам конденсатора (1) и параллельно (2).

На рис. 2 представлен график относительного изменения емкости от индукции магнитного поля магнита.

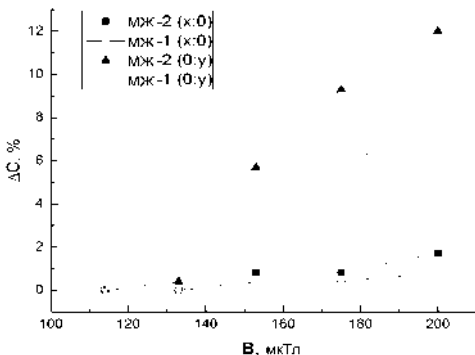


Рис. 2. Относительное изменение емкости конденсатора с магнитной жидкостью от индукции магнитного поля магнита

Как видно из рис. 2, изменение емкости конденсатора с МЖ-2 (0:у) и МЖ-1 (0:у), когда линии магнитного поля направлены параллельно электрическому полю конденсатора, начинается примерно при 150 мкТл. Для МЖ-2 (0:у) наблюдается изменение емкости при 133 мкТл, предположительно это связано с погрешностью измерения прибора. Погрешность измерения емкости разработанного прибора оценивалась с измеренной емкостью на приборе Е7-12 и составила 1%. В случае для МЖ-1 (х:0) и МЖ-2 (х:0), когда линии магнитного поля направлены перпендикулярно электрическому полю конденсатора, изменение емкости происходит при индукции магнитного поля 200 мкТл. Чувствительность МЖ-2 к магнитному полю 0,2% на 1 мкТл лучше, чем у МЖ-1, 0,1 % на мкТл предположительно это связано с формой магнитных частиц, так как частицы, полученные в шаровой мельнице, имеют форму в виде «иголок» и поэтому они легче поддаются образованию агломератов. Порог чувствительности примерно одинаков. 150 мкТл.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 18-19-00268n).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mezulis A., Blums E., Maiorov M. and Lickrastina A. // Magnetohydrodynamics. – 2013. – Vol. 49. – No. 3/4. – 416–420.
2. Chen Y., Han Q., Liu T., et al. // Opt. Lett. – 2013. – Vol. 38. – No. 20. – P. 3999–4001.
3. Shaohua Dong, Shengli Pu, and Juan Huang. // Appl. Phys. Lett. – 2013. – Vol. 103. – P. 111907.
4. Agruzov P.M., Pleshakov I.V., Bibik E.E. and Shamray A.V. // Appl. Phys. Lett. – 2014. – Vol. 104. – P. 071108.
5. Zyatkov D.O., Balashov V.B., Yurchenko V.I., et al. // Progress In Electromagnetics Research M. – 2019. – Vol. 80. – P. 103–109.
6. Zyatkov D., Yurchenko A., Yurchenko V., and Balashov V. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. – 2018. – Vol. 363. – P. 012023.
7. Rubinstein M., Harris V. G., and Lubitz P. // JMMM. – 2001. – Vol. 234. – No. 2. P. 306–312.
8. Karasev V.V., Makarov V.A., Filippov A.E., and Markin V. V. // Russian Electrical Engineering. – 1994. – No. 4. – P. 51–55.
9. Светличный В.А., Балашов В.Б., Лапин И.Н., Соколов А.Э., Черепанов В.Н. // Изв. вузов. Физика. – 2019. – Т. 62, № 3. – С. 26–30.
10. Svetlichnyi, V. A., A. V. Shabalina, I. N. Lapin, D. A. Goncharova, D. A. Velikanov, and A. E. Sokolov, Characterization and magnetic properties study for magnetite nanoparticles obtained by pulsed laser ablation in water // Applied Physics A, 2017. Vol. 123, No. 12.
11. Зятыков Д.О., Балашов В.Б., Юрченко В.И., Черепанов В.Н. Способ измерения параметров магнитного поля. Патент РФ № 2709703. Дата подачи: 05.06.2019. Опубликовано: 19.12.2019 Бюл. № 35.

ВИБРОЗАЩИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ РАДИАЛЬНЫХ ПОДШИПНИКОВ СКОЛЬЖЕНИЯ

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

Белорусский национальный технический университет,

220013, г. Минск, пр-т Независимости, 65

E-mail: olji@tut.by¹

Аннотация. В работе экспериментально определены диапазоны частот и амплитуд колебаний статора модели ветроэнергетической установки (ВЭУ) в аэродинамической трубе со скоростью набегающего потока от 0 до 10,8 м/с. Частоты колебаний статора изменялись от 0 до 14 Гц, амплитуды колебаний от 0 до 0,8 мм. Установка магнитожидкостных подшипников в качестве опоры ВЭУ позволила снизить амплитуду колебаний статора на 41 %, а в области резонансных частот на 16 %. Введение в магнитную жидкость многослойных углеродных нанотрубок (МУНТ) концентрацией 0,5 % увеличило эффект виброзащиты до 67 %, для резонансных частот до 40 %. Время выхода электрогенератора на номинальную мощность сократилось на 45 %.

Ключевые слова: магнитная жидкость, многослойные углеродные нанотрубки, ветроэнергетическая установка, магнитожидкостный подшипник, виброзащита, магнитное поле

VIBRATION PROTECTION CHARACTERISTICS OF MAGNETIC FLUID RADIAL PLAN BEARINGS

O.N. Labkovich¹, S. G. Pogirnitskaya, A.G. Reks, V.A. Chernobay

Belarusian National Technical University,

220013, Minsk, Belarus,

E-mail: olji@tut.by¹

Annotation. In the work, the ranges of frequencies and amplitudes of oscillations of the stator of a model of a wind power plant (WPP) in a wind tunnel with an oncoming flow velocity from 0 to 10.8 m/s are experimentally determined. The stator oscillation frequencies varied from 0 to 14 Hz, oscillation amplitudes from 0 to 0.8 mm. The installation of magnetic fluid bearings as a wind turbine support made it possible to reduce the amplitude of stator oscillations by 48%, and in the resonant frequency region by 25%. The introduction of multilayer carbon nanotubes (MNT) with a concentration of 2% into the magnetic fluid increased the effect of vibration protection up to 76%, for resonant frequencies up to 40%. The time for the electric generator to reach its rated power was reduced by 45%.

Key words: magnetic fluid, multilayer carbon nanotubes, wind power plant, magnetic fluid bearing, vibration protection, magnetic field



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.



ПОГИРНИЦКАЯ 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, доктор физико-математических наук, - профессор кафедры ЮНЕСКО «Энергосбережение и возобновляемые источники энергии» Белорусского национального технического университета. Защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Механика магнитоуправляемых магнитожидкостных систем со свободной поверхностью» в 2007 г. Имеет 250 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.

Эффективность работы ветроэнергетической установки определяется минимальной скоростью ветра, при которой наблюдается вращение ротора и выход электрогенератора на номинальную мощность, обеспечением минимального воздушного зазора между вращающимися постоянными магнитами и обмотками генератора [1]. Поэтому, в конструкции ВЭУ необходимо обеспечить минимальные потери на трение в подшипниковых узлах, низкий уровень вибраций.

Авторами [2] предложен способ магнитожидкостной амортизации при котором нагрузка на опору удерживается за счет выталкивания немагнитных тел, погруженных в магнитную жидкость, из области сильного магнитного поля, а в качестве демпфирующего элемента используются упругие свойства объема магнитной жидкости со свободной поверхностью. В работе [3] экспериментально показано, что магнитожидкостные опоры такого типа обеспечивают эффективную виброзащиту при небольших амплитудах колебаний до 0,3 мм. Промышленные испытания шпиндельных узлов с магнитожидкостными подшипниками скольжения показали, что в гидродинамическом режи-

ме они имеют высокую долговечность, отсутствует вибрация вала, обеспечивается низкий уровень шума [4]. Представляет интерес использование магнитожидкостного радиального подшипника скольжения в качестве виброзащитной опоры ветроэнергетической установки.

Исследования проводились в аэродинамической трубе с рабочим участком диаметром 200 мм и длиной 500 мм, в котором устанавливалась модель горизонтально-осевой ветроэнергетической установки с тремя лопастями. Вал установки из немагнитного материала (алюминиевый сплав Д16Т), диаметром 30 мм и длиной 250 мм устанавливался на двух подшипниках. На расстоянии 50 мм от подшипника, со стороны набегающего потока воздуха, к валу крепились три лопасти диаметром 200 мм. Общий вес ротора (вал, лопасти, магнитная система генератора) составлял 9 Н и 14 Н. Исследовалось влияние шарикоподшипников 206 ГОСТ 520–2011 и магнитожидкостных опор на время выхода ВЭУ на номинальную мощность и уровень вибрации ее статора. Схема магнитожидкостного радиального подшипника скольжения представлена на рис. 1. Магнитная система из восьми самарий-кобальтовых магнитов 1 размером 40x12x5 мм, расположенных в бронзовой втулке 2, образующей с валом 3 зазор и установленной в корпусе 5. Радиальный зазор заполнялся магнитной жидкостью 4.

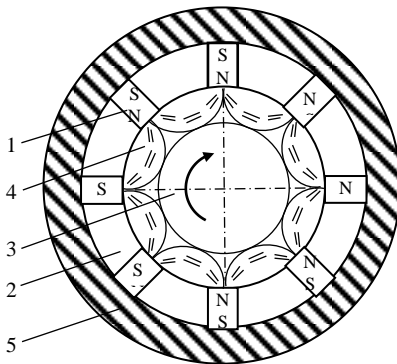


Рис. 1. Схема узла магнитожидкостного радиального подшипника скольжения

В зазоре создавалось периодическое магнитное поле в тангенциальном направлении. На внутреннем диаметре бронзовой втулки его напряженность изменялась от $H = 140$ кА/м до $H = 90$ кА/м.

Использовалась магнитная жидкость на трансформаторном масле и магнетите с намагниченностью насыщения 50 кА/м. Кривая намагничивания этой жидкости носила ланжевеновский характер, размер ча-

стиц магнетита не превышал 15 нм. При $T = 20^\circ$ и в отсутствии магнитного поля ($H = 0$) динамический коэффициент вязкости соответствовал 0,08 Па·с. Выбор магнитной системы с периодическим тангенциальным полем определялся более низкими потерями на трение по сравнению с радиальным магнитным полем после предварительной выдержки в стояночном режиме [5].

При весе ротора 9 Н, как показали измерения с помощью катетометра КМ-8, радиальный зазор в статике соответствовал $r = 0,5$ мм. Магнитожидкостный подшипник работал при гидродинамическом режиме смазки. Установка ротора весом 14 Н уменьшила радиальный зазор в нижней части до 0,06 мм для ММт-50 и 0,07 мм для ММт-50 + 0,5 % МУНТ, т.е. подшипник работал в граничном режиме смазки.

Скорость потока воздуха в аэродинамической трубе плавно регулировалась от 0 до 15 м/с и измерялась по сечению термоанемометром ТКА-ПКМ с точностью $\pm 0,01$ м/с. Течение воздуха в рабочем участке носило ламинарный характер. Скорость вращения ротора ВЭУ измерялась фототахометром ДТ-2234С, погрешность измерения не превышала $\pm 0,05$ об/мин. Экспериментально было установлено, что модель ВЭУ стабильно вырабатывает электроэнергию при оборотах вращения ротора $n = 180$ об/мин (номинальная мощность) и выше.

С целью снижения влияния структурирования в магнитной жидкости на вязкое трение в жидкость ММт-50 вводилась добавка многослойных углеродных нанотрубок (МУНТ) весовой концентрацией 0,5%. Как установлено авторами [6], структуры МУНТ в магнитной жидкости во внешнем магнитном поле эффективно гасят вибрации за счет собственной деформации, поэтому, представляет интерес их использование в магнитожидкостных подшипниках. Использовались МУНТ диаметром $70 \div 300$ нм, длиной $0,01 \div 20$ мкм, плотностью $\rho = 1500$ кг/м³.

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости числа оборотов ротора ВЭУ от скорости набегающего потока после стояночного режима в течение 24 часов. Для подшипников качения (шарикоподшипников 206) выход генератора ВЭУ для ротора весом 9 Н на номинальную мощность ($n = 180$ об/мин) наблюдался при скорости потока воздуха $V_{\text{ном}} = 4,6$ м/с (кривая 1). Установка ротора на магнитожидкостные подшипники с магнитной жидкостью ММт-50, работающие в гидродинамическом режиме смазки снизила скорость $V_{\text{ном}}$ до 3,6 м/с (кривая 2).

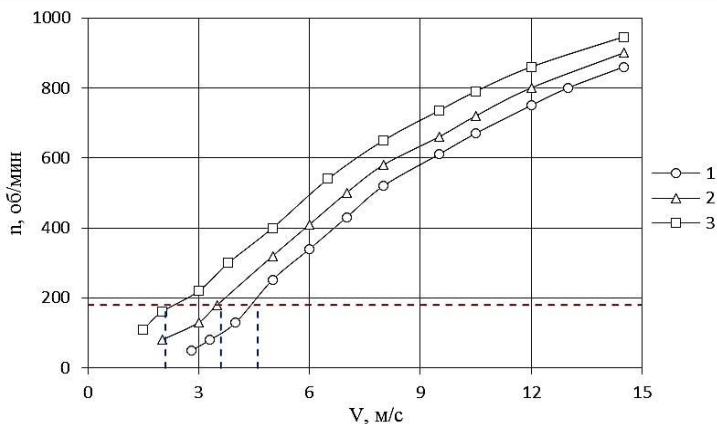


Рис. 2. Зависимость числа оборотов ротора ВЭУ (n) от скорости набегающего потока (V):
 1 – шарикоподшипники, 2 – магнитожидкостные подшипники (ММТ-50),
 3 – магнитожидкостные подшипники (ММТ-50+ 0,5 % МУНТ)

Введение в магнитную жидкость ММТ-50 МУНТ весовой концентрацией 0,5% позволило получить максимальный эффект снижения $V_{\text{ном}}$ - 45% по сравнению с шарикоподшипниками (кривая 3). При весе ротора 14 Н для шарикоподшипников $V_{\text{ном}} = 4,6$ м/с, магнитожидкостных подшипников с ММТ-50 (граничный режим смазки) $V_{\text{ном}} = 4,2$ м/с, магнитожидкостных подшипников с ММТ-50 + 0,5% МУНТ (граничный режим смазки) $V_{\text{ном}} = 3,2$ м/с. Следовательно, силы Ван-дер-Ваальса нанотрубок играют определяющую роль в структурообразовании в магнитной жидкости ММТ-50 во внешнем магнитном поле в стояночном режиме, препятствуют образованию структур из частиц магнетита, снижая вязкое трение. При граничном режиме смазки структуры из нанотрубок проявляют смазочные свойства. На рис. 3 представлено фото структур МУНТ на поверхности втулки, оси которых ориентированы в направлении магнитного поля и вращения вала.

Исследовалось влияние типа опор на амплитуду колебаний статора ВЭУ. На статор устанавливались пьезокерамические датчики ускорения КД-32 и KS-50, которые преобразовывали сигналы виброускорений в сигналы напряжения, подаваемые на вход виброметра «Роботрон-00042», измерительный прибор которого указывал эффективное значение виброускорения.

При измерениях постоянная времени усреднения составляла 10 с для вынуждающих колебаний с частотой до 20 Гц и 1 с при частотах больше 20 Гц. К виброметру были подключены частотомер ЧЗ-63 для измерения

частоты и запоминающий двухлучевой осциллограф С 8–17, который записывал сигналы виброускорений и частоты колебаний.

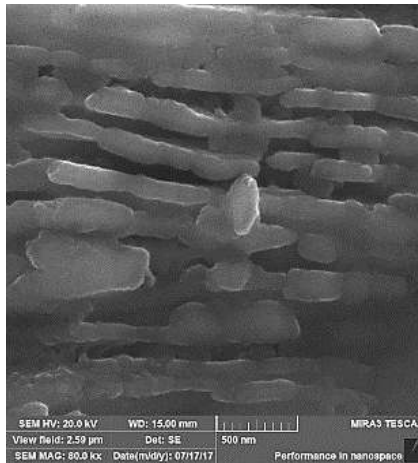


Рис. 3. Фотография структур МУНТ на опорной поверхности бронзовой втулки. МУНТ ориентированы в направлении магнитного поля

Результаты экспериментальных исследований для гидродинамического режима смазки приведены на рис. 4.

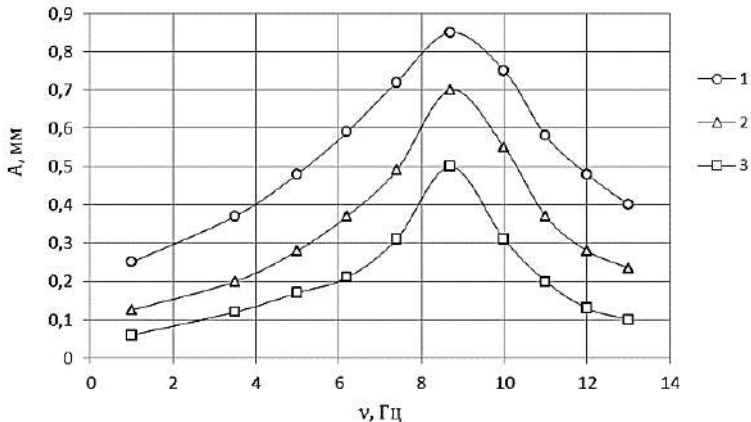


Рис. 4. Зависимость амплитуды колебаний статора ВЭУ (A) от частоты (ν):
1 – шарикоподшипники, 2 – магнитожидкостные подшипники (ММТ-50),
3 – магнитожидкостные подшипники (ММТ-50 + 0,5 % МУНТ)
(гидродинамический режим смазки)

В исследуемом интервале частот от 0 до 14 Гц наблюдалось снижение амплитуд возмущений при магнитожидкостных подшипниках с ММт-50 (кривая 2) относительно шарикоподшипниковых опор (кривая 1) до 41%, в области резонансных частот до 16%, наличие углеродных наноструктур в магнитной жидкости увеличивало эффект виброзащиты до 67% и 40% соответственно (кривая 3).

Эффекты виброзащиты магнитожидкостных опор при граничном режиме смазки достигали 15% для магнитной жидкости ММт-50 (рис. 5 кривая 2) и 28 % при ММт-50 + 0,5 % МУНТ (рис. 5, кривая 3).

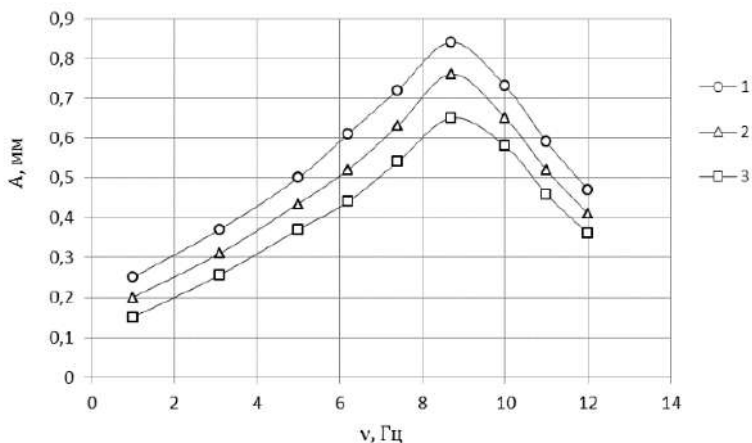


Рис. 5/ Зависимость амплитуды колебаний статора ВЭУ (A) от частоты (ν):
 1 – шарикоподшипники, 2 – магнитожидкостные подшипники (ММт-50),
 3 – магнитожидкостные подшипники (ММт-50+ 0,5 % МУНТ)
 (граничный режим смазки)

Выводы

1. Радиальные магнитожидкостные подшипники скольжения обеспечивая более низкие собственные потери на трение по сравнению с шарикоподшипниками снижают скорость набегающего потока воздуха при котором ВЭУ выходит на номинальный режим. Добавки МУНТ 0,5 % в магнитную жидкость ММт-50 увеличивают эффект до 45%. Таким образом ВЭУ небольшой мощности может эффективно работать при малой скорости ветра $V \sim 2$ м/с

2. Магнитожидкостные подшипники обладают виброзащитными свойствами в интервале частот от 0 до 14 Гц, наличие структур МУНТ их усиливает до 67%, в области резонансных частот до 40% при гидродинамическом режиме смазки, для граничного режима смазки до

28%. Это позволит обеспечить эффективную работу электрогенератора ВЭУ и увеличить ресурс ее работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Твайделл, Дж. Возобновляемые источники энергии/ Дж. Твайделл, А. Уэйр; [пер. с англ. под. Ред. В.А. Коробова]. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 391 с.
2. Способ магнитожидкостной амортизации: а.с. 1213283 СССР: Кл. F16F6/00/ В.А. Радионов, А.И. Герасимов, А.П. Белозеров, А.З. Немировский, А.И. Чиченов; дата публ.: 23.02.83.
3. Баштовой, В.Г. Экспериментальное исследование некоторых виброзащитных характеристик магнитожидкостной опоры / В.Г. Баштовой, В.С. Дашкевич, В.А. Радионов, В.А. Чернобай // Магнитная гидродинамика. – 1990. - № 3. – с. 130 - 134.
4. Болотов, А.Н. Триботехника магнитожидкостных опор скольжения: монография / А.Н. Болотов, В.Л. Хренов. Тверь: ТГТУ, 2008.
5. Лабкович, О.Н. Влияние структурообразования на вязкое трение при течении магнитной жидкости в зазоре между цилиндрами / О.Н. Лабкович, С.Г. Погирницкая, В.А. Чернобай // Всероссийская научная конференция «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем». Сборник научных трудов. Ставрополь, 14-17 сентября 2015. – с. 182-189.
6. Labkovich, O.N Influence of carbon nanotubes on the dissipation of disturbances in a magnetic fluid layer / O.N. Labkovich, S. G. Pogirnitskaya, V.A. Chernobay. // Magnetohydrodynamics vol. 57 (2021). - №2. – pp. 273-280.

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ НАНОЧАСТИЦ ЖЕЛЕЗА ДЛЯ ПРЕДПОСЕВНОЙ ОБРАБОТКИ СЕМЯН ОЗИМОЙ ПШЕНИЦЫ

Богословская О.А., Ольховская И.П., Тарасова И.А., Глущенко Н.Н.

Федеральный исследовательский центр химической физики

имени Н.Н. Семенова Российской академии наук

119334, г. Москва, Ленинский проспект, д.38, корп. 2.

E.mail: obogo@mail.ru

Аннотация. В работе представлены результаты предпосевной обработки семян наночастицами (НЧ) железа в концентрациях $10^{-5}\%$, $10^{-6}\%$, $10^{-7}\%$ и $10^{-8}\%$, на морфометрические показатели ростков озимой пшеницы на ранней стадии развития. Установлено, что предпосевная обработка семян озимой пшеницы НЧ железа способствуют увеличению длины проростка и суммарной длины корней у одного растения, влияет на массу корней и их число. При этом, эффект зависит от концентрации НЧ железа.

Ключевые слова: наночастицы, железо, предпосевная обработка, озимая пшеница

SELECTION OF THE OPTIMAL CONCENTRATIONS OF IRON NANOPARTICLES FOR PRE-SOWING TREATMENT OF WINTER WHEAT SEEDS

Bogoslovskaya O.A., Olkhovskaya I.P., Tarasova I.A., Glushchenko N.N.

Federal Research Center for Chemical Physics named after N.N. Semenov,

Russian Academy of Sciences,

119334, Moscow, Leninsky prospect, 38, bld. 2.

Email: obogo@mail.ru

Abstract. The paper presents the results of pre-sowing seed treatment with iron nanoparticles at concentrations of $10^{-5}\%$, $10^{-6}\%$, $10^{-7}\%$ and $10^{-8}\%$ on the morphometric parameters of winter wheat sprouts at an early stage of development. It was established that the pre sowing treatment of winter wheat seeds with iron NPs contributed to an increase in the length of seedling and the total length of roots of the plant, affected the weight of the roots and their number. The effect depended on the concentration of iron NPs.

Keywords: nanoparticles, iron, pre-sowing treatment, winter wheat



БОГОСЛОВСКАЯ Ольга Александровна, доцент, кандидат биологических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории «Биологического воздействия наноструктур» ФИЦ ХФ им. Н.Н. Семенова РАН. Имеет более 200 публикаций. Основное направление научной деятельности – изучение биологической активности наночастиц металлов.



ОЛЬХОВСКАЯ Ирина Павловна, старший научный сотрудник лаборатории «Биологического воздействия наноструктур» ФИЦ ХФ им. Н.Н. Семенова РАН. Имеет более 100 публикаций. Основное направление научной деятельности – изучение токсичности наночастиц металлов.



ТАРАСОВА Ирина Алексеевна, кандидат физ-мат наук, ведущий научный сотрудник лаборатории «Физико-химических методов исследования структуры веществ» ФИЦ ХФ им. Н.Н. Семенова РАН. Имеет более 150 публикаций. Основное направление научной деятельности – молекулярная биология, протеомика, биоинформатика



ГЛУЩЕНКО Наталья Николаевна, профессор, доктор биологических наук, заведующая лабораторией «Биологического воздействия наноструктур» ФИЦ ХФ им. Н.Н. Семенова РАН. Имеет более 300 публикаций.

В настоящее время работами многочисленных исследователей показано, что применение наноструктурных материалов в агропродовольственной сфере имеет значительный потенциал, благодаря которому возможно решение проблем дефицита производства продовольственного зерна, получения безопасной (экологически чистой) продукции, увеличения питательных веществ в составе растительного сырья и снижения себестоимости продукции. При этом спектр доступных наноматериалов довольно широк. Это различные типы оксидов металлов, керамики, силикатов, магнитных частиц, полупроводниковых квантовых точек, нанотрубок, полимеров, дендримеров, эмульсий, позволяющих увеличить урожайность и качество продукции за счет оптимизации питания и защиты растений [1, 2].

Последние исследования по использованию нанотехнологий при выращивании сельскохозяйственных культур свидетельствуют об активном влиянии наночастиц (НЧ) на процесс прорастания семян. При этом отмечается как положительное, так и отрицательное влияние НЧ на развитие растений. Положительные морфологические изменения

включают в себя увеличение не только процента и скорости прорастания семян, но и длины корней и побегов, их соотношения, вегетативной биомассы проростков. Кроме того, при использовании наноматериалов улучшаются многие физиологические параметры, в первую очередь, фотосинтетическая активность и азотный обмен, наблюдается увеличение урожайности и качества продукции по содержанию питательных веществ в плодах или зерне [3–5].

Так, при использовании в качестве фактора повышения урожайности пшеницы НЧ железа и меди, оказалось, что НЧ меди улучшают урожайность и стрессоустойчивость пшеницы благодаря их влиянию на интенсивность гликолиза и цикл Кребса [6].

Однако, вопрос о дозах применяемых НЧ до сих пор остается открытым. Поэтому целью нашего исследования была оценка влияния различных концентраций НЧ железа при предпосевной обработке семян озимой пшеницы на морфометрические показатели проростков.

Объектом исследования служили семена озимой пшеницы (*Triticum aestivum* L.) сорта Таяна.

Для проведения предпосевной обработки семян пшеницы была разработана полимерная композиция на основе Na-карбоксиметилцеллюлозы и полиэтиленгликоля-400, в которую вводили суспензию НЧ металлов в нужной концентрации.

Наночастицы железа получали конденсационным левитационно-струйным методом на установке Миген-3 [7]. Определение формы и размера наночастиц проводили методом просвечивающей электронной микроскопии на приборе LEO 912 AB OMEGA. Для определения среднего диаметра наночастиц микрофотографии, сделанные на приборе, обрабатывали с помощью компьютерной программы Micran 25. На основании полученных данных рассчитали распределение наночастиц по размерам. Фазовый состав изучали при помощи рентгенофазового анализа на рентгеновском дифрактометре АДП-1 (Россия).

Наночастицы железа определенной навески диспергировали в воде на ультразвуковом дезинтеграторе Scientz JY 92-IIN (КНР) в режиме 0.5 А, 44 кГц, время 30 с, перерыв 30 с (повтор – 3 раза) при охлаждении диспергируемой смеси льдом.

Приготовленную таким образом суспензию НЧ железа вводили в полимерную композицию в концентрациях: 10^{-5} %, 10^{-6} %, 10^{-7} % и 10^{-8} %. Для формирования на поверхности семян полимерной пленки, содержащей НЧ железа, семена пшеницы обрабатывали полученными растворами и помещали на фильтровальную бумагу, используя рулонный способ проращивания семян согласно ГОСТ 12038-84, РФ. Сосуды с рулонами помещали в климатическую камеру, в которой поддер-

живалась температура $20 \pm 1^\circ\text{C}$, с вентиляцией, без освещения в первые 3 суток и при освещении в режиме 12/12 ч в дальнейшем (рис. 1).

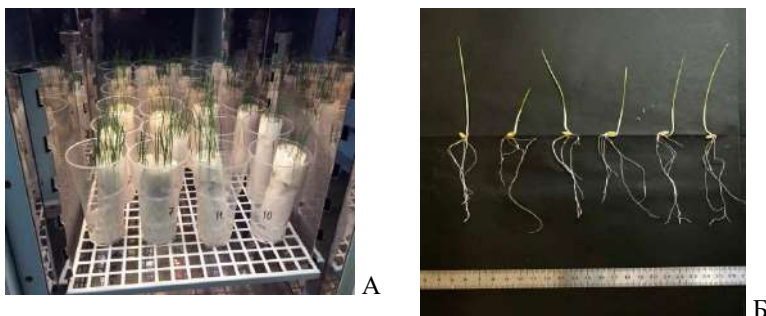


Рис. 1. Фотографии проростков пшеницы на 7 сутки:

А – стаканы с проростками пшеницы в рулонах в климатической камере;

Б – проростки пшеницы перед измерением

Энергию прорастания семян определяли на третьи сутки. Всхожесть семян оценивали на седьмые сутки согласно ГОСТ 12038-84, РФ. На 7 сутки у проростков пшеницы определяли следующие показатели: длину ростков, длину и количество зародышевых корней, массу корней и ростков.

Результаты экспериментов рассчитывали, как отношение тестовых значений к контролю (О/К, %) с помощью программы Statistica-20. Статистически значимым считали $p \leq 0,05$.

В настоящее время в сельском хозяйстве наиболее практичным и перспективным направлением является покрытие семян полимерными нанокompозитами, состоящими из полимеров и наноразмерных частиц различной природы. Это позволяет удерживать влагу, ускорять процессы набухания семян, активизировать метаболические ферменты семян и т.д., что приводит к повышению скорости прорастания семян, эффективной мобилизации резерва семян и усилению роста сеянцев.

В проведенных нами исследованиях НЧ железа в концентрациях $10^{-5}\%$, $10^{-6}\%$, $10^{-7}\%$ или $10^{-8}\%$ были введены в полимерную пленку, состоящую из карбоксиметилцеллюлозы и полиэтиленгликоля, которую формировали на поверхности семян при предпосевной обработке.

Установлено, что использование НЧ железа в различных концентрациях не влияет на энергию прорастания семян, но влияет на всхожесть семян на 7 сутки и массу проростков.

Всхожесть семян в контрольной группе и при введении в полимерную пленку НЧ в концентрациях: $10^{-5}\%$, $10^{-6}\%$, $10^{-7}\%$ или $10^{-8}\%$ составляла 96%, 100%, 88%, 100% и 84% соответственно (рис.2). При

этом масса зеленых ростков и корней при использовании НЧ в концентрации 10^{-5} % превышала контрольный уровень на 68,9% и 30,8% соответственно, а при концентрации 10^{-7} % – на 2,2% и 12,8%.

Показано, что все изученные концентрации НЧ железа увеличивают длину ростка пшеницы на 17,3% – 34,6% по сравнению с контролем.

На рис. 2 представлены данные по влиянию различных концентраций НЧ железа на развитие корневой системы проростков озимой пшеницы. Видно, что введение НЧ в концентрациях: 10^{-5} %, 10^{-6} %, 10^{-7} % - увеличивает число зародышевых корней у проростков на 15,8%; 2,6% и 7,9% соответственно, при этом, увеличивается и средняя длина зародышевого корня на 2,4% – 8,4%.

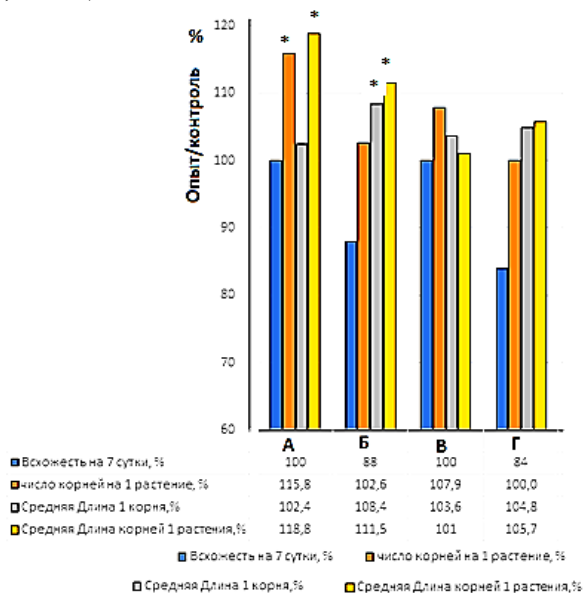


Рис. 2. Влияние введения в полимерную пленку НЧ железа в концентрациях 10^{-5} % (А), 10^{-6} % (Б), 10^{-7} % (В) или 10^{-8} % (Г) на всхожесть семян и развитие корневой системы проростков озимой пшеницы

Оказалось, что введение НЧ железа в концентрациях 10^{-5} %, 10^{-6} %, 10^{-7} % или 10^{-8} % в полимерную пленку увеличивает общую длину корней, приходящихся на 1 растение, на 18,8%; 11,5%; 1% и 5,7% соответственно.

* – $p \leq 0,05$

Следовательно, введение НЧ Fe в различной концентрации в раствор полимеров для предпосевной обработке семян озимой пшеницы

влияет на всхожесть семян, увеличивает длину ростков и способствует лучшему развитию корневой системы проростков по сравнению с контролем. При этом, эффект зависит от концентрации НЧ, и наибольшие изменения в морфометрии проростков наблюдаются при введении НЧ железа в концентрации 10^{-5} %.

Работа поддержана грантом РФФ №22-26-00109.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ruttkay-Nedecky B., Krystofova O., Nejd L., Vojtech A. Nanoparticles based on essential metals and their phytotoxicity // J. Nanobiotechnol.- 2017 –V.15: 33.
2. Azamal, Husen Khwaja Salahuddin Siddiqi. Phytosynthesis of nanoparticles: concept, controversy and application. Nanoscale Res Lett. - 2014 - V.9 №1: 229.
3. Agrawal S., Rathore P. Nanotechnology pros and cons to agriculture: A review // Int. J. Curr. Microbiol. App. Sci. -2014.- V. 3 (3): 43.
4. Nechitailo G.S, Bogoslovskaya O.A., Olkhovskaya I.P. et al. Influence of iron, zinc and copper nanoparticles on some growth indices of pepper plant //Nanotechnologies in Russia. - 2018. - V. 13. - № 3–4: 161.
5. Wang P, Lombi E., ZhaoF.J. et al. Nanotechnology: A New Opportunity in Plant Sciences //Trends Plant Sci. - 2016. -V. 21 (8): 699.
6. Yasmeen F., Raja N., Razzaq A. et al. Proteomic and physiological analyses of wheat seeds exposed to copper and iron nanoparticles // Biochim Biophys Acta Proteins Proteom. - 2017.- V. 1865 (1). 28. Epub 2016 Oct 4.14.
7. Jigatch AN, Leipunskii IO, Kuskov ML, et al. An apparatus for the production and study of metal nanoparticles. Instruments and Experimental Techniques – 2000- 43: 839.

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ НАНОЧАСТИЦ ЖЕЛЕЗА НА ПРОРАСТАНИЕ КЛУБНЕЙ КАРТОФЕЛЯ

Ольховская И.П., Богословская О.А., Яблоков А.Г., Глущенко Н.Н.

Федеральный исследовательский центр химической физики

имени Н.Н. Семенова Российской академии наук

119334, г. Москва, Ленинский проспект, д.38, корп. 2.

E.mail: iolkhv@gmail.com

Аннотация. В работе представлены результаты предпосевной обработки клубней картофеля наночастицами (НЧ) железа в концентрациях 10^{-5} %, 10^{-6} %, 10^{-7} % и 10^{-8} % в составе полимерной пленки, созданной на основе карбоксиметилцеллюлозы и полиэтиленгликоля. Показано, что при обработке клубней раствором полимеров с НЧ на поверхности клубней образуется равномерное полимерное покрытие. Введение НЧ железа влияет на число ростков у клубней, массу и длину проростков. При этом, эффект зависит от концентрации НЧ железа.

Ключевые слова: наночастицы, железо, предпосевная обработка, картофель

THE EFFECT OF IRON NANOPARTICLES IN DIFFERENT CONCENTRATIONS ON THE GERMINATION OF POTATO TUBERS

Olkhovskaya I.P., Bogoslovskaya O.A., Yablokov A.G., Glushchenko N.N.

Federal Research Center for Chemical Physics named after N.N. Semenov,

Russian Academy of Sciences,

119334, Moscow, Leninsky prospect, 38, bld. 2.

Email: iolkhv@gmail.com

Abstract. The paper presents the results of pre-sowing treatment of potato tubers with iron nanoparticles (NPs) at concentrations 10-5%, 10-6%, 10-7% and 10-8% introduced into a polymer film created on the basis of carboxymethylcellulose and polyethylene glycol. It has been shown that a uniform polymer coating was formed on the surface of the tubers after tubers treatment by polymer solution with NPs, The introduction of iron NPs affects the number of sprouts in tubers, their length and total mass. The effect depended on the iron NPs concentration.

Keywords: nanoparticles, iron, pre-sowing treatment, potatoes



ОЛЬХОВСКАЯ Ирина Павловна, старший научный сотрудник лаборатории «Биологического воздействия наноструктур» ФИЦ ХФ им. Н.Н.Семенова РАН. Имеет более 100 публикаций. Основное направление научной деятельности – изучение токсичности наночастиц.



БОГОСЛОВСКАЯ Ольга Александровна, доцент, кандидат биологических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории «Биологического воздействия наноструктур» ФИЦ ХФ им. Н.Н.Семенова РАН. Имеет более 200 публикаций. Основное направление научной деятельности – изучение биологической активности наночастиц металлов.



ГЛУЩЕНКО Наталья Николаевна, профессор, доктор биологических наук, заведующая лабораторией «Биологического воздействия наноструктур» ФИЦ ХФ им. Н.Н.Семенова РАН. Основное направление научной деятельности – изучение физико-химических механизмов биологического действия наночастиц металлов. Имеет более 300 публикаций.



ЯБЛОКОВ Артур Гагикович, вед. инженер, лаборатории «Биологического воздействия наноструктур» ФИЦ ХФ им. Н.Н. Семенова РАН. Имеет более 15 публикаций. Основное направление научной деятельности – изучение воздействия наночастиц железа на течение железо-дефицитной анемии

Сегодняшняя неблагоприятная экологическая обстановка определяет множество факторов, оказывающих отрицательное воздействие на урожайность картофеля. Результатом этого явления становится уменьшение количества выращиваемого картофеля, а также его низкое качество.

Одним из способов повышения урожая картофеля является его проращивание весной. Предварительное проращивание клубней подготавливает картофель к посадке в почву, высокая концентрация питательных веществ в зоне образования ростков обеспечивает их дальнейший интенсивный рост. Кроме того, проращивание клубней перед посадкой в грунт является хорошим способом отделения зараженных клубней от здоровых, что позволяет получить впоследствии хорошие и дружные всходы. Этот способ подготовки клубней ускоряет время всходов картофеля на 10–15 дней и способствует повышению урожая корнеплодов почти на треть [1].

Обработка семенного материала картофеля препаратами перед посадкой также способствует повышению рентабельности производства этой ценной культуры. Основными средствами обработки являются препараты химической защиты, что создает зависимость картофелеводства от использования пестицидов, против применения которых выступают не только средства массовой информации, но экологи, врачи и т.д. Поэтому во всем мире ведется поиск альтернативных или взаимодополняющих методов защиты картофеля. Одним из путей разработки системы защиты картофеля является использование достижений

нанотехнологий, применение которых позволяет повышать урожайность и качество продукции, осуществлять защиту растений от различных заболеваний [2–3].

Интерес к использованию НЧ в растениеводстве и практике сельского хозяйства связан с уникальными свойствами наночастиц. Наши многолетние исследования дисперсных систем и наночастиц, в частности, позволили выявить следующие особенности биологического действия наночастиц. Наночастицы металлов имеют низкую токсичность, в 7–50 раз меньшую токсичности металлов в ионной форме; обладают пролонгированным и полифункциональным действием; стимулируют обменные процессы; легко проникают во все органы и ткани; их биологическая активность связана с особенностью строения частиц и их физико-химических характеристик; наночастицы металлов проявляют синергидный эффект природными полисахаридами [4–5].

Целью наших исследований было изучение влияния различных концентраций НЧ железа на прорастание картофеля.

Наночастицы железа были получены методом высокотемпературной конденсации на установке Миген-3 [6]

Определение формы и размера наночастиц металлов проводили методом электронной микроскопии на растровом электронном микроскопе JSM 7401F фирмы JOEL при напряжении 1 кВ. Для определения среднего диаметра наночастиц, микрофотографии, сделанные на приборе, обрабатывали с помощью компьютерной программы Micran 25 путем измерения поперечника как минимум тысячи частиц. На основании полученных данных рассчитывали распределение наночастиц металлов по размерам.

Рентгенофазный анализ (РФА) наночастиц металлов проводили на рентгеновском анализаторе АДП-1 (РФ). Съемку осуществляли излучении $\text{Co K}\alpha$ шагом $0,05^\circ$ и временем накопления сигнала 8–10 минут. Обработку полученных интерференционных пиков для установления фазового состава НЧ металлов проводили с помощью компьютерных программ Outset и РНАН.

Навеску наночастиц железа диспергировали в воде на ультразвуковом дезинтеграторе «ScientzJY 92-IIN» (Китай) в режиме 0,5 А; 44 кГц; время – 30 с; перерыв 30 с (повтор – 3 раза) на водяной бане со льдом. Суспензии наночастиц в воде добавляли в раствор смеси полимеров карбоксиметилцеллюлозы, полиэтиленгликоля-400, Na-ЭДТА; итоговые концентрации $10^{-5}\%$, $10^{-6}\%$, $10^{-7}\%$ и $10^{-8}\%$. Полученным раствором проводили обработку клубней картофеля.

Эксперимент проводили на клубнях картофеля сорта Сантэ - средне-раннего, универсального использования, высокой урожайности. Сорт

устойчив к раку картофеля (возбудитель гриб *Synchytriumendobioticum*), к золотистой картофельной цистообразующей нематодe (*Globoderarostochiensis*), вирусным болезням, восприимчив по ботве к фитофторозу, среднеустойчив к обыкновенной парше, восприимчив к ризоктониозу. Масса клубней составляла 70–80 грамм, глазки наклонились.

После обработки картофеля полимерными растворами НЧ железа, клубни помещали в климатическую камеру, без освещения, при температуре 18-20°C. Каждые 2-3 дня клубни опрыскивали водой. Через 30 дней оценивали число образовавшихся ростков, их длину и массу.

Установлено, что разработанная полимерная композиция с НЧ железа сформировала полимерное покрытие на поверхности клубней, которое равномерно распределялось на поверхности, образуя пленку толщиной не более 10 мкм (рис. 1). Сформированное полимерное покрытие на поверхности клубней обеспечивает защиту клубня от воздействия стрессовых факторов, сохранение питательных компонентов клубней, дополнительное питание за счет введенных наночастиц железа.

Срезы клубней картофеля

Контроль – клубень, необработанный раствором полимеров



Опыт – клубень, обработанный раствором полимеров с НЧ металлов



Рис. 1. Фото срезов клубней картофеля, непокрытых и покрытых полимерным покрытием с НЧ металлов (50-кратное увеличение)

Проведены эксперименты по влиянию наночастиц железа в концентрациях 10^{-5} %, 10^{-6} %, 10^{-7} % и 10^{-8} % на число образовавшихся ростков у клубней, их длину и массу (рис. 2).

Показано, что введение НЧ металлов железа в концентрациях 10^{-5} % и 10^{-8} % приводит к увеличению числа ростков у клубней на 44,4% и 37% по сравнению контролем. В то же время воздействие НЧжелеза в концентрациях 10^{-6} % и 10^{-7} % практически не влияло на число образовавшихся ростков по сравнению с контрольной группой.

Средняя длина ростков составляла от 1,2 см до 2,1 см. НЧжелеза в концентрациях 10^{-5} %, 10^{-6} %, и 10^{-8} % уменьшали длину ростков на

25% - 40% по сравнению с контролем. При этом, масса ростков при введении НЧ железа в концентрациях $10^{-5}\%$ и $10^{-7}\%$ увеличилась по сравнению с контролем на 2,1% и 4,4%, что свидетельствует об образовании коротких, но более плотных, а следовательно, более сильных и жизнеспособных ростков у клубней, обработанных НЧ железа в этих концентрациях.

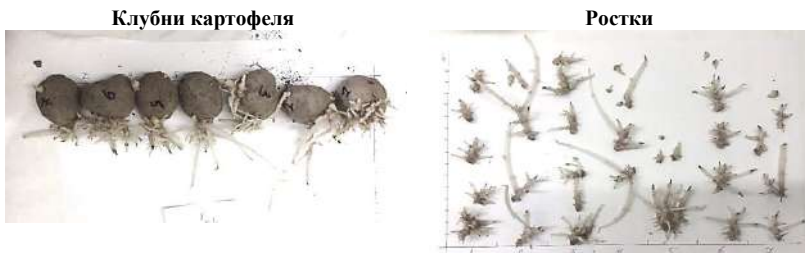


Рис. 2. Формирование ростков на клубнях картофеля при проращивании в климатической камере при температуре 18-20°C

Таким образом, на поверхности клубней картофеля было сформировано равномерное полимерное покрытие с НЧ железа. Показано, что введение НЧ железа в состав покрытия влияет на число образующихся у клубней ростков, их длину и массу. Эффект зависит от концентрации НЧ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <https://sotkiradosti.ru/vyrashhivanie-ovoshhey/prorashhivanie-kartofelya-pered-posadkoy>
2. Duhan J.S., Kumar R., Kumar N., Kaur P., Nehra K., Duhan S. Nanotechnology: The new perspective in precision agriculture. *Biotechnol Rep (Amst)*. 2017. V. 15: P.11-23. doi: 10.1016/j.БТР.2017.03.002;
3. El-Temsah YS, Joner EJ: Impact of Fe and Ag nanoparticles on seed germination and differences in bioavailability during exposure in aqueous suspension and soil// *Environ Toxicol* 2012.V. 27. P.42-49
4. Глушенко Н.Н., Богословская О.А., Ольховская И.П. Физико-химические закономерности биологического действия высокодисперсных порошков металлов // *Химическая физика*. 2002. Т. 21. № 4. С. 79-85.
5. Bogoslovskaja O.A., Rakhmetova A.A., Ovsyannikova M.N., Olkhovskaya I.P., Gluschenko N.N. Antibacterial effect of copper nanoparticles with differing dispersion and phase composition. *Nanotechnologies in Russia*. 2014. V. 9. № 1-2. – P.82-86;
6. Jigatch AN, Leipunskii IO, Kuskov ML, et al. An apparatus for the production and study of metal nanoparticles. *Instruments and Experimental Techniques –2000-* 43: 839.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РЕГУЛИРУЮЩЕЙ ОБМОТКИ НА ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ В ЗАЗОРЕ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО ГЕРМЕТИЗАТОРА

Власов А.М., Казаков Ю.Б.

ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический университет
имени В.И. Ленина»,
г. Иваново, Российская Федерация
E-mail: leshka.vlasov@gmail.com

Аннотация. С помощью конечно-элементного моделирования оценена степень влияния величины и направления тока в регулирующей обмотке на изменение магнитной индукции в зазоре магнитожидкостного герметизатора (МЖГ).

Ключевые слова: магнитожидкостный герметизатор, регулирующая токовая обмотка, магнитная индукция

INVESTIGATION OF THE INFLUENCE OF THE REGULATING WINDING ON THE CHANGE OF MAGNETIC INDUCTION IN THE GAP OF A MAGNETOFLUIDIC SEALER

Vlasov A.M., Kazakov Yu.B.

Ivanovo State Power University named after V.I. Lenin,
Ivanovo, Russian Federation,
E-mail: leshka.vlasov@gmail.com

Abstract. With the help of finite element modeling, the degree of influence of the magnitude and direction of the current in the control winding on the change in magnetic induction in the gap of a magnetic fluid seal (MFG) was estimated.

Key words: magnetic fluid sealer, adjustable current winding, magnetic induction



ВЛАСОВ Алексей Михайлович, окончил Ивановский государственный энергетический университет в 2012 г. Имеет 70 научных публикаций, в том числе 20 статей, 4 авторских свидетельства на изобретение и патентов РФ. Старший преподаватель кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ.



КАЗАКОВ Юрий Борисович, окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 2000 г. защитил докторскую диссертацию. Имеет более 450 научных публикаций, в том числе 250 статей, 20 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ, 7 монографий. Научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики. Доктор технических наук, профессор кафедры Электромеханики ИГЭУ, действительный член АЭН РФ.

Для герметизации вращающихся валов электродвигателей применяют магнитожидкостные герметизаторы (МЖГ), в которых магнитная жидкость (МЖ) удерживается магнитным полем в зазоре между неподвижным полюсом и вращающимся валом. При изменении воздействующего магнитного поля изменяется максимальный удерживаемый МЖГ перепад давлений [1]. Применяемые МЖГ рассчитаны на условия работы электродвигателей в установившихся режимах. Режимы работы электродвигателей от преобразователей частоты характеризуются изменениями частоты вращения, остановами и реверсами, сопровождаются изменениями тепловых и механических воздействий. Техногенный риск работы электродвигателей с сальниковыми уплотнениями повышается при переходе от режима продолжительной работы к кратковременному и еще больше при переходе к повторно-кратковременному режиму. Работа МЖГ вала регулируемых электродвигателей в ненормальных режимах (при изменении частоты вращения, воздействующего перепада давления, температурных условий) имеет ряд особенностей, требующих дополнительных исследований. С изменением режима работы регулируемых электродвигателей целесообразны управление и настройка системы герметизации и свойств МЖГ на условия работы с учетом ограничения на температуру МЖ.

Настройку уплотнительных свойств МЖГ можно осуществлять в разработанной управляемой электротехнической системе магнитожидкостной герметизации валов регулируемых электродвигателя [2]. Электротехническая система позволяет изменять результирующий магнитный поток в зазоре МЖГ с помощью регулирующих токовых обмоток в зависимости от изменения условий работы (рис. 1). МЖГ содержит: корпус 1 из немагнитного материала; небольшой постоянный магнит 2, создающий магнитный поток Φ_1 , необходимый только для удержания МЖ в условиях покоя; немагнитную втулку 7; два полюсных наконечника 3 и 4 из магнитопроводящего материала, образующие с валом 6 уплотняемые зазоры 5, заполненные МЖ; датчик температуры МЖ 20, расположенный в рабочей камере; две кольцевые обмотки возбуждения (каждая содержащая по две катушки 8, 9 и 16, 17) в корпусах 10 и 11 из магнитопроводящего материала, соединенные одна с датчиком давления, другая с датчиком частоты вращения вала, с изменяемыми токами возбуждения и создающие магнитные потоки Φ_2 и Φ_3 одной и Φ_4 и Φ_5 второй обмоток. При повышении воздействующего перепада давления необходимо увеличивать в МЖГ магнитный поток, что обеспечивается дополнительным магнитным потоком одной подмагничивающей обмотки, при повышении частоты вращения для удержания МЖ в зазоре необходимо повышать магнит-

ную силу, уравнивающую возрастающую центробежную силу, действующую на МЖ. Это обеспечивается дополнительным магнитным потоком другой подмагничивающей обмотки.

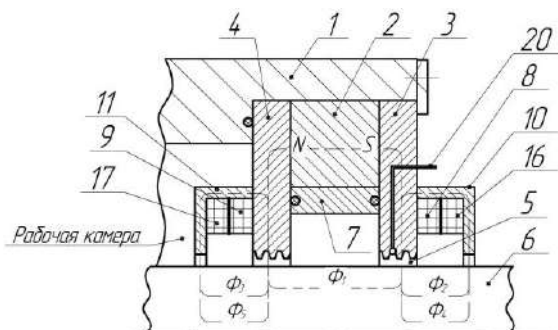


Рис. 1. Конструкция МЖГ вала регулируемого электродвигателя

Для исследования влияния регулирующей обмотки на свойства МЖГ проведено конечно-элементное моделирование магнитного поля тестовой модели МЖГ с постоянным магнитом и управляемого МЖГ с комбинированным магнитоэлектрическим возбуждением при использовании постоянного магнита и регулирующей токовой обмотки.

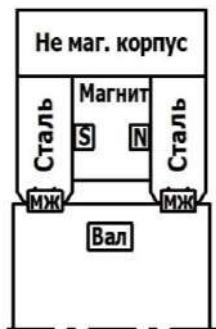
Моделирование САД модели МЖУ выполнялось в программе Компас-3D с импортированием ее в программу ELCUT для выполнения электромагнитных расчетов. Исходная модель тестового МЖГ без обмотки (рис. 2,а) содержит небольшой магнит с коэрцитивной силой $H_{CB} = 185$ кА/м и остаточной индукцией $B_r = 0.3$ Тл, немагнитный внешний корпус, две полюсные стальные приставки с зубцами. Расчетная сетка модели представлена на рис. 2,б.

На рис. 3 представлено распределение линий магнитного потока в МЖГ и модуля магнитной индукции B по середине зазора. Из распределения следует, что индукция достаточно равномерно распределяется между полюсными приставками, амплитуда индукции достигает 0,39 Тл.

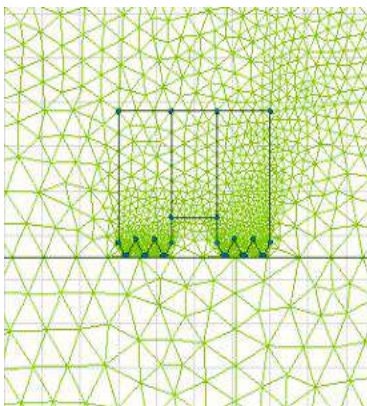
Модель управляемого МЖГ (рис. 4а) содержит тот же, что и ранее, постоянный магнит, две полюсные стальные приставки с зубцами и регулирующую токовую обмотку, охватывающую вал, стальной корпус обмотки, создающий дополнительную полюсную приставку. Расчеты проводились при изменении направления действия и величины магнитодвижущей силы (МДС) IW обмотки в диапазоне от -200 А до +200 А.

Распределение линий магнитного потока в МЖГ и модуля магнитной индукции по середине зазора при $IW = 0$ А, т.е. отсутствии действия обмотки, но действии магнита МЖГ представлено на рисунке

4. Магнитный поток с правой стороны МЖГ замыкается через две полюсные приставки, с левой стороны – через одну. Вследствие уменьшения общего магнитного сопротивления магнитной системы – три полюсные приставки, по сравнению с двумя в предыдущем примере, амплитуда индукции достигает 0,5 Тл.

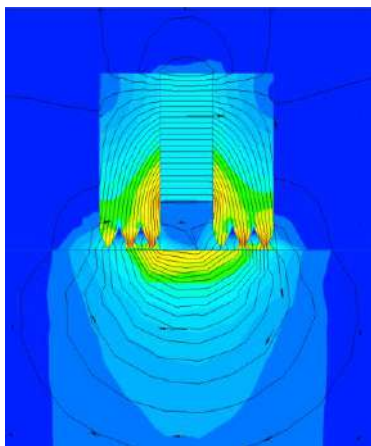


а)

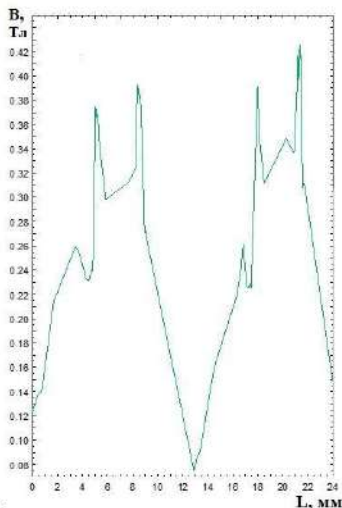


б)

Рис. 2. Конструкция (а) и расчетная сетка (б) тестовой модели МЖГ без обмотки



а)



б)

Рис. 3. Распределение линий магнитного потока в МЖГ без обмотки (а) и модуля индукции магнитного поля в зазоре (б)

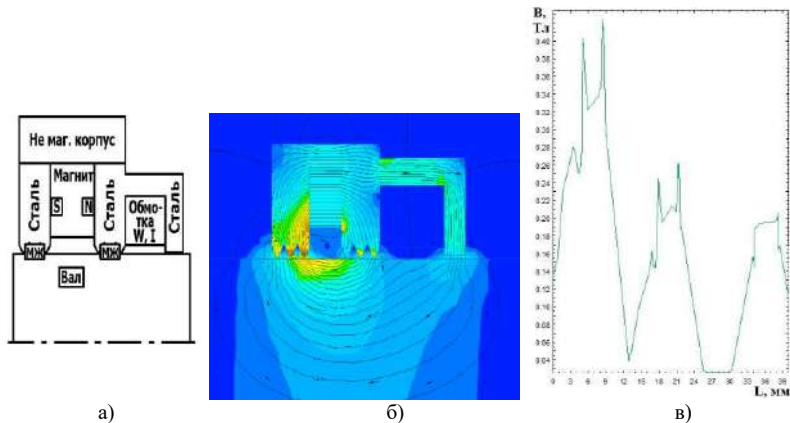


Рис. 4. Конструкции тестовой модели МЖГ с регулирующей обмоткой (а), распределение линий магнитной индукции в МЖГ при $I = 0$ А (б) и модуля индукции магнитного поля в зазоре (в)

Изменение направления и величины тока в обмотке I изменяет направление действия и величину МДС регулирующей обмотки, которая может быть направлена разным образом по отношению к МДС магнита и по-разному взаимодействовать с ним. На рис. 5 представлены распределения линий магнитного потока при одной и той же величине МДС обмотки, но с разными направлениями тока I в ней. Намагниченность постоянного магнита не менялась.

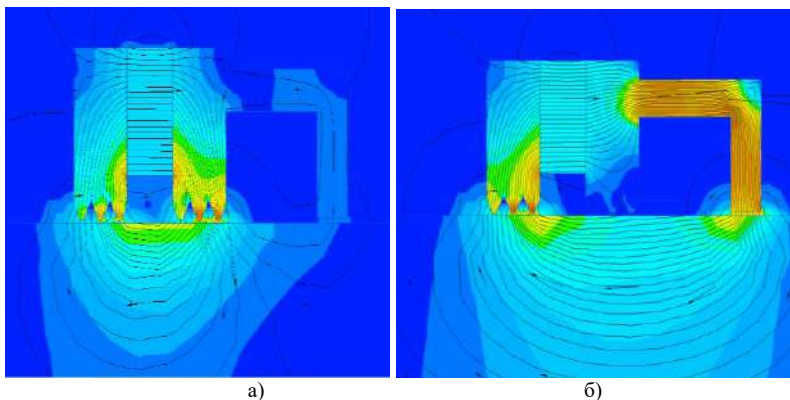


Рис. 5. Распределение линий магнитного потока в МЖГ при: а - $I = 200$ А; б - $I = -200$ А

Из распределений линий магнитного потока при $IW = 200$ А (рис. 5а) следует, что в этом случае МДС обмотки уравнивает намагничивающую силу магнита в зоне правой полюсной приставки и через нее магнитный поток практически не проходит. Магнитный поток замыкается через левую и среднюю полюсные приставки.

При смене направления тока в обмотке и $IW = -200$ А (рис. 5б) МДС обмотки уравнивает намагничивающую силу магнита в зоне средней полюсной приставки и магнитный поток практически не проходит уже через нее. Магнитный поток замыкается через левую и правую полюсные приставки.

На рис. 6 представлено распределение модуля индукции магнитного поля в зазоре МЖГ при $IW = 200$ А с разными направлениями тока. Изменение направления тока в обмотке на противоположный существенно изменяет индукцию в зазоре в зоне средней полюсной приставки - с 0,48 Тл до 0,02 Тл, т.е. в 16 раз. МЖ оказывается в зоне действия увеличенной магнитной индукции.

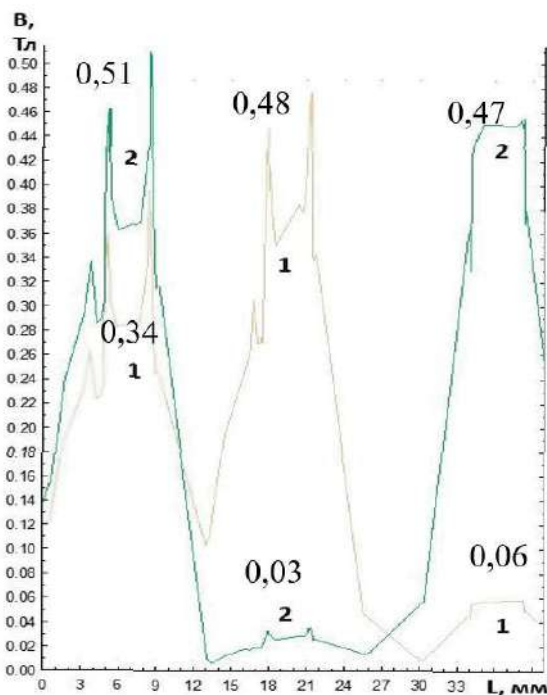


Рис. 6. Распределение модуля индукции магнитного поля в зазоре МЖГ:
1 – $IW = 200$ А; 2 – $IW = -200$ А

Таким образом оценена степень влияния величины и направления тока в регулирующей обмотке на изменение магнитной индукции в зазоре МЖГ с наличием постоянного магнита и, опосредовано на свойства МЖГ: вязкость МЖ, критический удерживаемый перепад давлений МЖГ, момент трения, тепловое состояние МЖГ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Герметизаторы на основе нанодисперсных магнитных жидкостей и их моделирование / Ю.Б. Казаков и др. // Ивановский государственный энергетический университет им. В. И. Ленина – Иваново, 2010. – 184 с.
2. Власов А.М., Казаков Ю.Б., Полетаев В.А. Система регулируемой магнитожидкостной герметизации валов электродвигателей // Сб. тр.: 19 Междун. Плесская науч. конф. по нанодисперсным магнитным жидкостям. – Иваново, 2020. - С. 244-249.

ОЦЕНКА ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ГЕРМЕТИЗАТОРОВ ПО КОМПЛЕКСНОМУ КОЭФФИЦИЕНТУ

Сайкин М.С.

ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический университет
имени В.И. Ленина»,
г. Иваново, Российская Федерация,
E-mail: saikinms@mail.ru

Аннотация. Для оценки эксплуатационных параметров магнитожидкостных герметизаторов предложены понятия коэффициента изменения перепада давлений, коэффициента изменения момента трения, и относительного комплексного коэффициента для которого найдены рациональные значения.

Ключевые слова: магнитожидкостный герметизатор, магнитная жидкость, критический перепад давлений, момент трения

ASSESSMENT OF PERFORMANCE PARAMETERS FLUID SEALERS BY COMPLEX COEFFICIENT

Saikin M.S.

Ivanovo, State Power Engineering University named after V.I. Lenin,
Russian Federation,
E-mail: saikinms@mail.ru

Abstract. To evaluate the operational parameters of magnetic fluid seals, the concepts of the coefficient of change in pressure drop, the coefficient of change in the moment of friction, and the relative complex coefficient for which rational values are found are proposed.

Key words: magnetic fluid sealer, magnetic fluid, critical pressure difference, friction moment



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 «Полнос». В 1998 году в МЭИ (ТУ) защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Разработка и исследование электромеханических магнитожидкостных герметизаторов специального технологического оборудования». Имеет более 300 публикаций, в том числе 65 статей, 57 разработок, защищённых охранными документами, 2 монографии. С 2000 года доцент кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий ИГЭУ, «Заслуженный изобретатель России».

Введение

Основными эксплуатационными параметрами магнитожидкостных герметизаторов (МЖГ) являются критический перепад давлений $\Delta P_{кр}$ и момент трения $M_{тр}$. В зависимости от области применения МЖГ количественные показатели этих коэффициентов имеют разные значения [1].

Для герметизации вращающихся валов химических и биологических реакторов, вентиляторов газодинамических контуров газовых лазеров, вакуумных камер электротехнологического оборудования основным эксплуатационным параметром является величина критического перепада давлений $\Delta P_{кр}$.

Для герметизации вращающихся валов космических аппаратов, кроме минимальной допустимой величины критического перепада давлений, вводится ограничение на максимальную величину момента трения $M_{тр}$.

Разработка критериев оценки эксплуатационных параметров

В рабочем зазоре магнитожидкостного герметизатора магнитная жидкость (МЖ) находится в неоднородном магнитном поле. Пондеромоторная сила, действующая на МЖ, приводит к её перераспределению [2]. С течением времени физические свойства магнитной жидкости изменяются, что связано с влиянием температуры, градиента магнитного поля и сдвиговых усилий. В МЖ образуются агломераты, которые вызывают снижение её устойчивости и нарушение однородности. Это обстоятельство вызывает изменение эксплуатационных параметров герметизатора: критического перепада давлений $\Delta P_{кр}$ и момента трения $M_{тр}$. Для вращающихся валов технологического оборудования различают момент страгивания $M_{стр}$ и установившийся момент трения $M_{уст}$.

Изменение свойств магнитной жидкости приводит к потере герметичности МЖГ и увеличению момента трения выше допустимого значения [3]:

$$\Delta P(t) \leq \Delta P_{кр}, M_{тр}(t) \geq M_{дон} \quad (1)$$

Для оценки работоспособности магнитной жидкости для магнитожидкостных герметизаторов вводятся следующие коэффициенты: относительный коэффициент изменения перепада давлений K_p и относительный коэффициент изменения момента трения K_m .

$$K_p = \frac{\Delta P_{уст} - \Delta P_{нач}}{\Delta P_{уст}} \quad (2)$$

$$K_m = \frac{M_{cnp} - M_{уст}}{M_{cnp}} \quad (3)$$

где $\Delta P_{нач}$ – критический перепад давлений магнитожидкостного герметизатора после его заправки МЖ в начальный момент времени; $\Delta P_{уст}$ – установившийся критический перепад давлений магнитожидкостного герметизатора, после перераспределения МЖ в неоднородном магнитном поле герметизатора; M_{cnp} – момент срагивания или начальный момент трения МЖГ; $M_{уст}$ – установившийся момент трения МЖГ.

Для оценки эксплуатационных параметров МЖГ необходимо учитывать действие обоих коэффициентов. Для этого вводится понятие относительного комплексного коэффициента [4]:

$$K_\kappa = K_m \cdot K_p \quad (4)$$

Чем ниже величина относительного комплексного коэффициента работоспособности МЖ, тем выше ресурс работы МЖГ.

Экспериментальные исследования

Оценка магнитожидкостных герметизаторов по перепаду давлений проводилась на однозубцовой физической модели уплотнителя, в котором предусмотрена возможность регулирования максимальной магнитной индукции под зубцом от 1,2 до 1,77 Тл при среднем градиенте под зубцом $\nabla B = 500$ Тл/м. Однозубцовый уплотнитель (рис. 3) [5] представляет собой единичный зубец с МЖ, в форме прямоугольной трапеции с углом при основании 45° , шагом 3 мм и величиной площади при основании 0,2–0,3 мм. Рабочий зазор составлял 0,15 мм. Диаметр вала уплотнителя составлял 0,02 м и имел скорость вращения 0,035 м/с. Объём заправки МЖ в уплотнителе равен $0,25 \cdot 10^{-4}$ м³. Магнитопровод магнитожидкостного герметизатора изготовлен из стали 10, индукция магнитного насыщения которой равнялась 2,1 Тл при напряжённости внешнего поля 50 кА/м. В качестве источника магнитного поля в однозубцовом уплотнителе использовался ферритобарьерный магнит марки 16БА190 с размерами $K25 \times 12 \times 5$ мм.

В рабочий зазор МЖГ заправлялась МЖ на кремний - органической основе. Её начальная намагниченность насыщения составляла $M_{so} = 26,2$ кА/м, а начальное значение концентрации магнетита 6,2 %. Эта МЖ предназначена для эксплуатации в вакууме $10^{-6} \div 10^{-7}$ Па при температуре $-60 \div +100^\circ\text{C}$ [6].

Испытательный стенд (рис. 1) состоит из системы подачи сжатого газа, регистратора перепада давлений 1, привода 2, корпуса 3, в кото-

рый на подшипниках 4 установлен вал 5 привода с цилиндрической насадкой 6 и винтом крепления 7. Магнитный узел состоит из постоянного магнита 8, немагнитопроводного кольца 9, полюсных приставок 10 и 11 и магнитного шунта 12. Для перемещения шунта предусмотрены винты 13 и пружины 14. Между полюсной приставкой 10 и цилиндрической насадкой 6 имеется рабочий зазор, заполненный магнитной жидкостью. В конструкции МЖГ предусмотрена дополнительная полюсная приставка 11, которая образует, дополнительный рабочий зазор с валом, заполненный магнитной жидкостью. Критический перепад давлений защитного МЖГ больше критического перепада давлений единичного зубца.

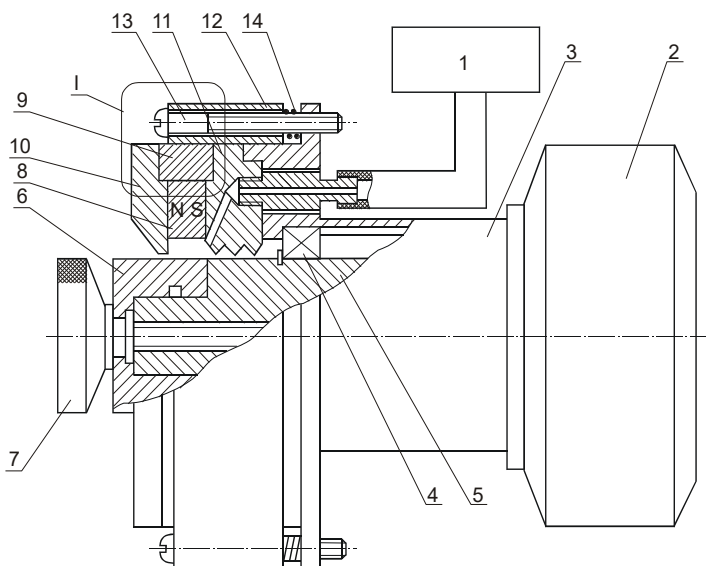


Рис. 1. Испытательный стенд для измерения перепада давлений однозубцового МЖГ при изменении магнитной индукции в рабочем зазоре

При изменении положения шунта перераспределяется поток постоянного магнита и меняется величина магнитной индукции под единичным зубцом. Магнитный поток, создаваемый постоянным магнитом, разделяется на два: рабочий поток Φ_p и поток шунта $\Phi_{ш}$ (рис. 2).

При минимальном значении l величина магнитной индукции под единичным зубцом имеет максимальное значение.

Для оценки изменения моментов трения МЖГ использовался стенд, представленный на рисунке 3 [7].

В неподвижный корпус 1, через подшипники 2 установлена цилиндрическая гильза 3. Полюсные приставки 4 охватывают вал 5 магнитожидкостного герметизатора. На валу установлена втулка 6. При установке на вал втулок разного диаметра регулируется величина рабочего зазора, что позволяет расширить возможности стенда по измерению момента трения. Под крышку 7 в полость 8 подаётся газовая среда под давлением. Вал 5 посредством муфты 9 соединяется с электродвигателем 10. Контроль перепада давлений осуществляется манометром 11. Кронштейн 12 через поводок 13 связан с тензодатчиком 14. Подшипники качения служат для снижения погрешности измерений момента трения.

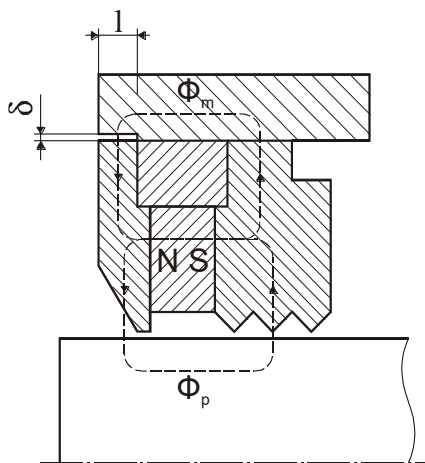


Рис. 2. Распределение магнитных потоков в МЖГ

Для измерений момента трения МЖГ при герметизации жидких сред предусмотрены заливной 15 и сливной 16 штуцеры жидкой среды. Магнитная жидкость 17 заправляется в рабочий зазор, который образован между обращёнными друг к другу полюсными приставками 4 и сменной втулкой 6.

Для измерения момента трения сжатый воздух подаётся через штуцер в герметичную полость 8. Вал 5 со сменной втулкой 6, контактирующей с МЖ 17, приводится во вращение электродвигателем. За счёт вязкости магнитной жидкости цилиндрическая гильза 3 вращается. Это вращение происходит до момента создания необходимой нагрузки на тензодатчике 14 посредством кронштейна 12. При дальнейшем вращении вала 5, цилиндрическая гильза 3 находится в режиме воз-

вратно-вращательного движения при скорости близкой к нулю, что обусловлено наличием вибраций (рис. 4).

Снижение погрешности измерений момента трения обеспечивается подшипниками качения 2. Это позволяет повысить точность измерений собственного момента трения МЖГ.

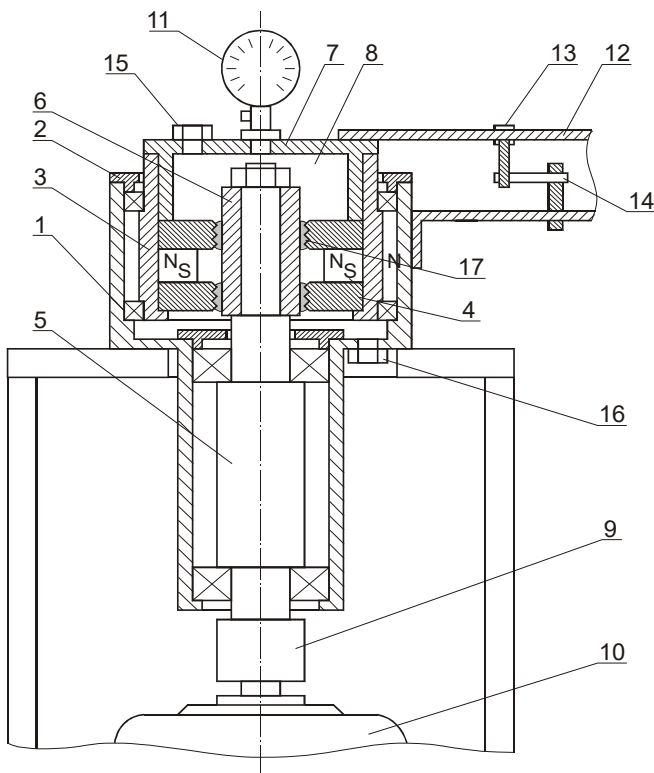


Рис. 3. Стенд для измерения моментов трения МЖГ

Были проведены экспериментальные исследования эксплуатационных параметров МЖГ на диаметры от 8 до 250 мм. Геометрия рабочего зазора при его величине $\delta=0,1\pm 0,2$ мм соответствовала соотношениям: $b=(20\div 30)\delta$, $t=(1,5\div 4,0)\delta$, $\delta=0,15$ мм. Зубцы были выполнены в форме прямоугольной трапеции с углом при основании $\alpha=45^\circ$. Число зубцов на полюсе составляло $N=1,2,3$. Один из МЖГ был установлен на вакуумный стенд для проведения ресурсных испытаний в течение

4000 часов (из них 700 часов в динамике, при частоте вращения вала 15 об/мин). Испытания проходили при температуре $18 \div 22^{\circ}\text{C}$ при вакууме не менее 10^{-4} мм рт.ст. За время испытаний нарушений герметичности не обнаружено.

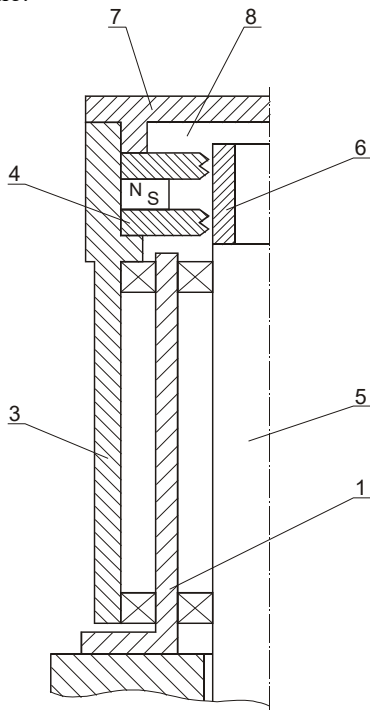


Рис. 4. Конструктивный принцип измерения момента трения

Результаты исследований МЖГ показали, что рациональное значение коэффициента изменения перепада давлений находится в диапазоне $K_p = 0,1-0,2$, а коэффициента изменения момента трения $K_m = 0,5 \div 0,6$. Снижение коэффициента изменения момента трения особенно важно для МЖГ космических аппаратов, для которых важно подобрать такие условия, чтобы разность $M_{сmp} - M_{уст}$, а, следовательно, и коэффициента K_m была как можно меньше. При этом величина относительного комплексного коэффициента K_p соответствует диапазону значений $K_p = 0,05-0,12$.

При проектировании МЖГ необходимо выбрать рациональное значение комплексного коэффициента МЖГ путём выбора характеристик МЖ и величины магнитной индукции в рабочем зазоре.

Заключение

Основные результаты работы следующие:

- проведена оценка эксплуатационных параметров магнитожидкостных герметизаторов на диаметры уплотняемых валов от 8 до 250 мм:
- для магнитожидкостных герметизаторов найдены рациональные соотношения по коэффициенту изменения перепада давлений и момента трения МЖГ;
- введено понятие комплексного коэффициента оценки эксплуатационных параметров МЖГ и определены его рациональные значения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Михалёв Ю.О., Орлов Д.В., Лысенков С.Г., Сайкин М.С. Практическое применение магнитожидкостных уплотнений, разработанных в СКТБ "Полус". / Тез.докл. 8-й Международной конференции по магнитным жидкостям, Россия, Плёт, 1998 г., С.201-203 (сент.1998 г.).
2. Казаков Ю.Б., Сайкин М.С., Щелькалов Ю.Я. Учёт перераспределения магнитных частиц в магнитной жидкости, находящейся в неоднородном магнитном поле герметизатора. Электротехника. 2003. N12. С. 20-24.
3. Михалёв Ю.О. Критерии работоспособности магнитожидкостных уплотнений //Трение и износ. 1991.- N 1.- С. 5 - 11.
4. Сайкин М.С. Разработка критериев оценки работоспособности магнитной жидкости для магнитожидкостных герметизаторов /Вестник Рыбинской государственной авиационно-технологической академии им. П.А. Соловьёва. 2021, №1 (56). С.41-46.
5. Дубровин Н.А., Перминов С.М., Сайкин М.С., Сиволап В.П. Стенд для испытаний магнитных жидкостей. А.С. СССР 1622687. Заявка 4667910/29 от.27.02.89.
6. Курченко А.Г. Магнитные жидкости - новый эффективный материал // Механизация и автоматизация. 1990. N 4. С.21-25.
7. Михалёв Ю.О., Антипов А.А., Сайкин М.С., Никитин В.И. Стенд для испытаний магнитожидкостных уплотнений. Патент на изобретение. RU1617315. Заявка № 4436787 от 06.06.1988

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕЗИСТИВНОГО НАГРЕВА ЧАСТИЦ ВО ВЗВЕШЕННОМ СЛОЕ

Митрофанов А.В., Зарубин З.В., Шпейнова Н.С., Ладин Д.А.
ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет
имени В.И. Ленина»

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34, Российская Федерация
E-mail: and2mit@mail.ru

Аннотация. Целью исследования является построение простой, но информативной математической модели для описания распределения полей концентрации частиц в реакторе с псевдооживленным слоем, тепловая обработка сыпучей среды в котором осуществляется за счет резистивного нагрева. В системах с резистивным нагревом высокая температура частиц обеспечивается не за счет поступления теплоты извне, а за счет формирования внутренних источников теплоты, интенсивность которых увеличивается с уменьшением концентрации твердой фазы (увеличения электрического сопротивления слоя). Поскольку поля концентрации частиц во взвешенном слое являются сильно неоднородными по высоте аппаратуры, то для адекватного описания функционирования таких реакторов необходимо рассмотрение их в качестве объектов с распределенными характеристиками. В настоящей работе такой вариант рассмотрения позволяет обеспечить использование математического аппарата теории цепей Маркова.

Ключевые слова: дисперсный материал, резистивный нагрев, ячеечная модель, вектор состояния, матрица переходных вероятностей

A MATHEMATICAL MODEL OF RESISTIVE HEATING OF PARTICLES IN A FLUIDIZED BED

Mitrofanov A.V., Zarubin Z.V., Shpejnova N.S., Ladin D.A.

Ivanovo State Power Engineering University,
153003, Ivanovo, Rabfakovskaya 34, Russian Federation
E-mail: and2mit@mail.ru

Abstract. The aim of the study is to construct a simple but informative mathematical model to describe the distribution of particle concentration fields in a fluidized bed reactor, in which the heat treatment of dispersed media is carried out by resistive heating. In systems with resistive heating, the high temperature of the particles is provided not by the influx of heat from the outside, but by the formation of internal heat sources, the intensity of which increases with a decrease in the concentration of the solid phase (an increase in the electrical resistance of the bed). Since the fields of particle concentration in the fluidized bed are highly heterogeneous in the height of the equipment, for an adequate description of the functioning of such reactors, it is necessary to consider them as objects with distributed characteristics.

In this paper, such a variant of consideration allows for the use of the mathematical apparatus of the theory of Markov chains.

Key words: dispersed material, resistive heating, cell model, state vector, matrix of transient probabilities

МИТРОФАНОВ Андрей Васильевич, д.т.н., доцент, профессор кафедры прикладной математики ИГЭУ. Имеет более 130-ти публикаций различного уровня по проблемам псевдооживления дисперсных материалов и построению моделей технологических процессов с дисперсными средами.

ЗАРУБИН Захар Владимирович, ст. преподаватель кафедры теоретической и прикладной механики ИГЭУ. Имеет более 10-ти публикаций по проблемам энергосбережения.

ШПЕЙНОВА Наталия Сергеевна, аспирант кафедры прикладной математики ИГЭУ. Имеет более 10-ти публикаций по проблемам миграции фаз в псевдооживленном слое.

ЛАДИН Даниил Александрович, магистрант кафедры прикладной математики ИГЭУ. Имеет 3 публикаций по проблемам ресурсосбережения.

Наиболее широкое распространение в промышленной практике получили устройства для тепловой обработки дисперсных материалов с подведением теплоносителя от внешнего источника [1]. Тем не менее для высокотемпературных процессов такой подход часто является невозможным или нецелесообразным, что обуславливает актуальность разработки аппаратуры, где высокая температура в зоне проведения целевого процесса создается за счет резистивного нагрева частиц, находящихся во взвешенном состоянии [2-3].

Во многом внедрение в широкую инженерную практику аппаратов с резистивным нагревом сыпучей среды, находящейся в псевдооживленном состоянии (аппаратов электротермического кипящего слоя – ЭКТС), препятствует низкая прогностическая эффективность моделей как самого псевдооживления, так и недостаточное развитие теории резистивного нагрева зернистого слоя [4-7]. Однако известно, что удельное электрическое сопротивление зернистого слоя при переходе его из плотного состояния в состояние псевдооживления увеличивается в 4-7 раз [4,7].

Таким образом, описание полей концентраций твердой фазы в кипящем слое является необходимым основанием для расчета интенсивности тепловыделения. Целью настоящей работы является совмещение модели гидромеханики псевдооживленного слоя, предложенной ранее и модели резистивного нагрева, где интенсивность тепловыделения находится в обратной зависимости от порозности слоя. Настоящая статья является логическим продолжением нашей работы [5-6], в которой описано и экспериментально обосновано применение теории

цепей Маркова к моделированию гидродинамики дисперсной фазы в прямоточном кипящем слое.

Принципиальная схема циркуляционного реактора и его ячеечная модель схематично показана на рис.1. Дисперсный материал представлен монофракцией сферических частиц, свойства которых полагаются неизменными в процессе тепловой обработки. В рамках одномерной ячеечной модели высота реакторного пространства разбита на n ячеек идеального перемешивания, а текущее распределение содержания фаз слоя по высоте представлено векторами состояния $\mathbf{S}=\{S_j\}$ с размерностью $m \times 1$ каждый, где i – номер ячейки, отсчитываемы снизу. Состояние процесса рассчитывается для дискретных моментов времени $t_k=(k-1)\Delta t$, где Δt – продолжительность временного перехода, а k – его порядковый номер (дискретный аналог текущего времени).

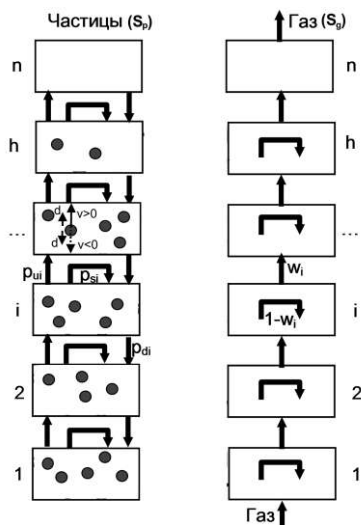


Рис. 1. Модельное представление процесса формирования псевдооживленного слоя зернистого материала

Аэродинамическая крупность материала характеризуется через скорость витания одиночной частицы, которая полагается функцией числа Рейнольдса и ставится в соответствие вероятностям миграций частиц [5-6]. При этом изменение векторов состояний на каждом шаге рассчитывается при помощи переходных матриц \mathbf{P} описывается рекуррентными матричными равенствами [5-6]:

$$\mathbf{S}_p^{k+1} = \mathbf{P}_p^k \mathbf{S}_p^k, \quad (1)$$

$$\mathbf{S}_g^{k+1} = \mathbf{P}_g^k \mathbf{S}_g^k + \mathbf{S}_{gf}, \quad (2)$$

где \mathbf{S}_p и \mathbf{S}_g – векторы состояния для твердой и газовой фаз; \mathbf{P}_p^k и \mathbf{P}_g^k – переходные матрицы для соответствующих фаз; \mathbf{S}_{gf} – вектор подачи ожигающей среды (при подаче агента снизу под газораспределительную решетку он имеет единственный ненулевой элемент в первой ячейке, равный объему газа, подаваемого в нее за один временной интервал Δt).

Кинетика изменения теплового состояния ансамбля частиц связана с транспортными процессами в слое и аналогичным образом может быть описана рекуррентными матричными равенствами [5-6]:

$$\mathbf{Q}_p^{k+1} = \mathbf{P}_p^k (\mathbf{Q}_p^k + \mathbf{a} * \mathbf{F}^k * (\mathbf{T}_g^k - \mathbf{T}_p^k) \Delta t + \mathbf{q}_e^k \Delta t), \quad (3)$$

$$\mathbf{Q}_g^{k+1} = \mathbf{P}_g^k (\mathbf{Q}_g^k - \mathbf{a} * \mathbf{F}^k * (\mathbf{T}_g^k - \mathbf{T}_p^k) \Delta t + \mathbf{Q}_{gf}), \quad (4)$$

\mathbf{Q} – векторы содержания теплоты в ячейках, \mathbf{T} – вектор температур, \mathbf{a} – вектор коэффициентов межфазного теплообмена, \mathbf{F}^k – вектор поверхностей обмена по ячейкам, который зависит от концентрации материала в них, \mathbf{q}_e – вектор объемных источников теплоты от резистивного нагрева материала, через оператор «*» обозначена операция поэлементного умножения векторов. Векторы \mathbf{Q} и \mathbf{T} связаны через соотношение $\mathbf{Q} = \mathbf{T} * \mathbf{c} * \mathbf{\rho}$, где \mathbf{c} и $\mathbf{\rho}$ – векторы теплоемкостей и плотностей сыпучего материала [5-6].

Детальное описание процедур параметрической идентификации приводится в работах [5-6], однако, для простоты численных экспериментов для определяемого критерия теплообмена здесь принята некоторая условная зависимость для числа Нуссельта в виде $Nu = f(Re)$:

$$Nu = 0,1 \cdot Re^{0,5}. \quad (5)$$

Важно отметить, что число Нуссельта рассчитывается для каждой ячейки слоя (локальный параметр). Аналогичным образом (для каждой ячейки) рассчитывается и интенсивность тепловыделения q_e :

$$q_e^k = \frac{q_0}{1 - \left(\mathbf{S}_p^k / \mathbf{S}_p^1 \right)}, \quad (6)$$

где q_0 – некоторый постоянный параметр модели, определяющий тепловыделение при бесконечно малой концентрации частиц.

Результаты численных экспериментов с предлагаемой моделью показана на рис. 2-3.

На рис. 3 показано распределение частиц для установившегося

режима псевдооживления по ячейкам слоя. Очевидно оно является в значительной мере неравномерным. На рис. 4 показаны графики температуры для частиц и газа для последней ячейки слоя (температура частиц практически одинакова во всем объеме из-за интенсивного перемешивания), температура же газа постепенно увеличивается по мере прохождения его через слой и имеет максимальное значение на выходе из реактора.

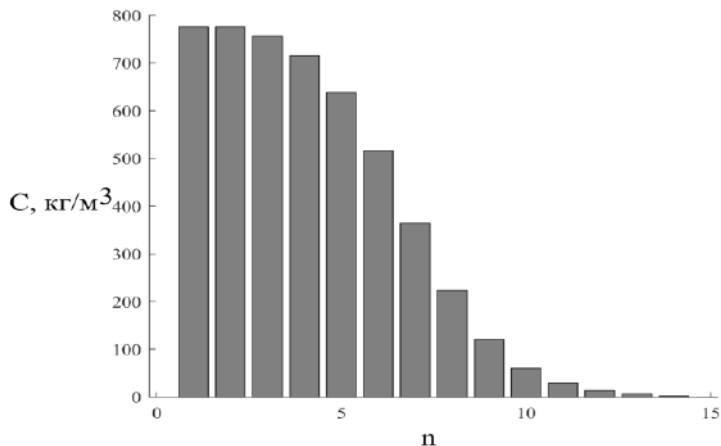


Рис. 2. Распределение концентрации частиц по высоте слоя

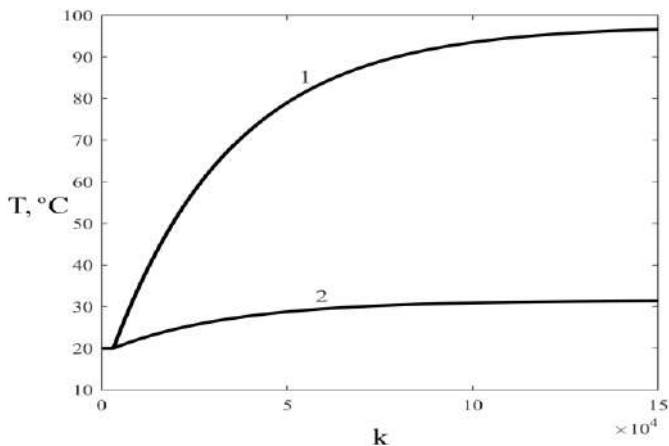


Рис. 3. Температуры фаз на выходе из реактора (n=15): 1 - частицы; 2 - газ

Численный эксперимент показал, что для фиксированных параметров модели при прохождении газовой фазы сквозь слой она нагревается с 20°C до 31°C, при этом ограничивая разогрев твердой фазы 97°C. Таким образом, предложенная модель позволяет получить качественно непротиворечивый результаты и может рассматриваться в качестве основы расчета процессов в ЭКТС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Расчеты аппаратов кипящего слоя: справочник / под ред. И.П. Мухленова, Б.С. Сажина, В.Ф. Фролова. – Л.: Химия, 1986. 352 с.
2. Zhang B., Kobayashi N., Itaya Y., Ono K., Suami A., Nakagawa T. Experimental fluid dynamics of particles in a dielectric barrier discharge plasma-enhanced spouted bed // *Advanced Powder Technology*. 2021. Vol. 32. P. 832-840.
3. Василевич С.В., Степаненко В.Н., Мартынюк В.И., Сенько С.Ф., Шапорова Е.А. Разработка экспериментального стенда электротермического кипящего слоя для исследования высокотемпературных процессов в газовых потоках // *Авиационный вестник*. 2020. № 2. С. 12-15.
4. Бородуля В.А. Высокотемпературные процессы в электротермическом кипящем слое // *Минск.-Наука и техника*, 1973.-173 с.
5. Mitrofanov A.V., Mizonov V.E., Tannous K., Ovchinnikov L.N. A Markov chain model to describe fluidization of particles with time-varying properties // *Particulate Science and Technology*. 2018. Vol. 36, No. 2. P. 244–253.
6. Mizonov V., Mitrofanov A., Camelo A., Ovchinnikov L. Theoretical Study of Particulate Flows Formation in Circulating Fluidized Bed // *Recent Innovations in Chemical Engineering*. 2018. No. 11 (1). P.20–28.
7. Малиновский А.И., О.С. Рабинович, В. А. Бородуля, А.Ж. Гребеньков, А.М.Сидорович. Локальная проводимость кипящего слоя, состоящего из электропроводных частиц // *Инженерно-физический журнал*. 2012. Т. 85. № 2. С. 239-245.

АНАЛИЗ ПРИМЕНИМОСТИ МОДЕЛЕЙ С ЭФФЕКТИВНОЙ ВЯЗКОСТЬЮ ДЛЯ РАСЧЁТА МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ УСТРОЙСТВ

Нестеров С.А., Бакланов В.Д.

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет
имени В.И. Ленина»,
Иваново, Российская Федерация
E-mail: elmash@em.ispu.ru

Аннотация. На примере расчёта силы сопротивления магнитожидкостного демпфера проанализирована применимость моделей с эффективной вязкостью для численного расчёта магнитожидкостных устройств. Проведено сравнение с результатами аналитического расчёта.

Ключевые слова: магнито реологический демпфер, магнито реологическая суспензия, численный расчёт, эффективная вязкость

ANALYSIS OF APPLICABILITY OF MODELS WITH EFFECTIVE VISCOSITY FOR CALCULATIONS OF MAGNETOFLUID DEVICES

Nesterov S.A., Baklanov V.D.

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

Abstract. The applicability of models with effective viscosity for the numerical calculation of magneto-fluid devices has been analyzed using the example of calculating the drag force of a magneto-fluid damper. A comparison with the results of the analytical calculation has been carried out.

Key words: magnetorheological damper, magnetorheological suspense, numerical calculation, effective viscosity

Численный расчёт взаимодействующих физических полей является наиболее перспективным методом определения характеристик и параметров магнитожидкостных устройств со сложной геометрией рабочей зоны [1, 2].

Основная трудность при использовании модели с эффективной вязкостью для расчета течений вязкопластической среды связана с бесконечно большим значением вязкости в областях, где скорость деформации равна нулю [3].

Для анализа использовалась область поршня МЖД, как одного из

наиболее распространённых магнитожидкостных устройств, размеры которой представлены на рис. 1. Созданная конечно-элементная модель включает в себя расчёт электромагнитного и гидродинамического полей. Движение поршня имитировалось протеканием МРС через демпфер, что значительно снижает время, необходимое на проведение вычислений, по сравнению с использованием движущегося поршня и перестраиваемой сетки.

На рис. 2 показано полученное в результате расчёта распределение магнитной индукции в зазоре демпфера по высоте поршня. Максимумы на графиках соответствуют участкам зазора, расположенным напротив полюсов поршня. Ферромагнитный шток приводит к увеличению магнитного поля под верхним полюсом так как увеличивает магнитную проводимость на этом участке.

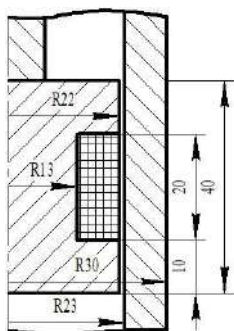


Рис.1 Основные размеры рабочей области МЖД

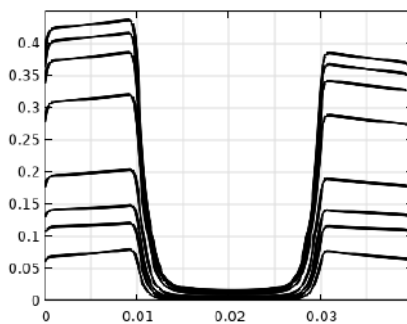


Рис. 2 Распределение магнитной индукции в зазоре по высоте поршня

Для сравнения и проведения анализа сложные нелинейные реологические зависимости МРС описаны следующими уравнениями:

- Carreau (C)

$$\eta = \eta_{\infty} + (\eta_0 - \eta_{\infty}) \cdot \left[1 + (K \cdot \gamma)^2 \right]^{(n-1)/2};$$

- Herschel Bukley Papanastasiou (НВР)

$$\eta = \frac{\tau_y}{\gamma} (1 - e^{-m_p \gamma}) + m \left(\frac{\gamma}{\gamma_{ref}} \right)^{n-1};$$

- Casson Papanastasiou (СР)

$$\eta = \left[\sqrt{\eta_p} + \sqrt{\frac{\tau_y}{\gamma} (1 - e^{-\sqrt{m_p \gamma}})} \right]^2;$$

- Robertson Stiff Papanastasiou (RSP)

$$\eta = \left[\left[\sqrt{\frac{\tau_y}{\gamma}} (1 - e^{-\sqrt{m_p \gamma}}) \right]^{1/n} + \left[m \left(\frac{\gamma}{\gamma_{ref}} \right)^{n-1} \right]^{1/n} \right]^n.$$

где η – вязкость, γ – скорость сдвига, τ – касательное напряжение сдвига, K , n , m , m_p , – коэффициенты и показатели степени. Подбором параметров уравнений, значения части из которых зависят от величины индукции магнитного поля, удалось добиться хорошего совпадения с семейством экспериментально полученных [4] реологических кривых МРС. Экспериментальные данные имеются на участке от 0 до 1000 1/с. Для примера на рис. 3 приведено сравнение зависимостей касательного напряжения от скорости сдвига при индукции внешнего магнитного поля в 0,55 Тл.

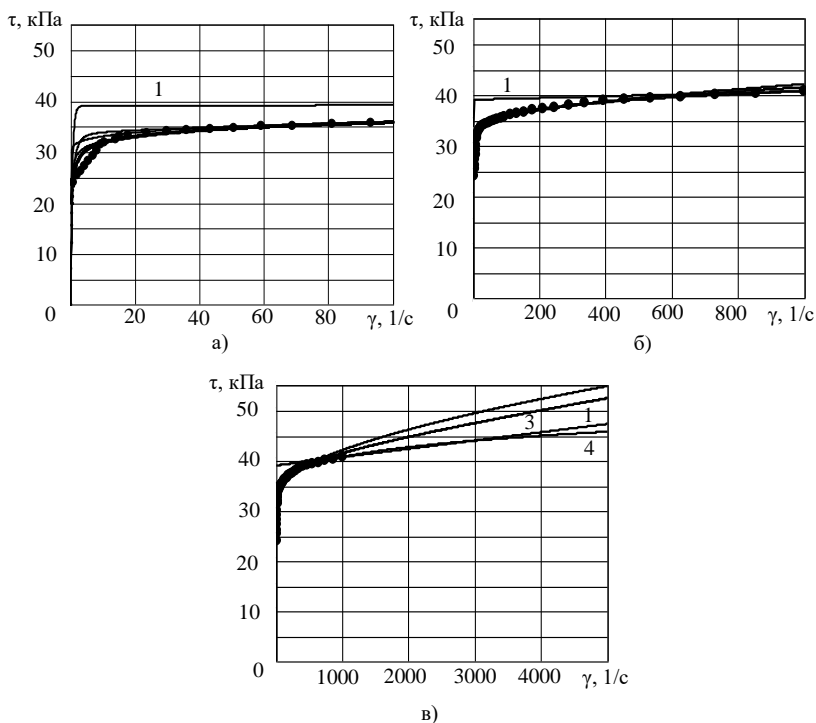


Рис. 3. Зависимость касательного напряжения сдвига от скорости сдвига при индукции 0,55 Тл. 1 – Robertson Stiff Papanastasiou, 2 – Casson Papanastasiou, 3 – Carreau, 4 – Herschel Bukley Papanastasiou

Точками на рис. 3 показана экспериментальная зависимость. При малых скоростях сдвига (рис. 3,а) максимальное отклонение от экспериментальных данных даёт модель RSP, остальные зависимости отклоняются друг от друга только на начальном участке, при скорости сдвига до 20 1/с, а дальше, до 1000 1/с (рис. 3,б) сливаются практически в одну линию. Поведение жидкости при скоростях сдвига свыше 1000 1/с определяется видом уравнения и при 5000 1/с разница между моделями достигает 17 %.

Сила сопротивления демпфера определяется отношением перепада давления по высоте поршня, полученного в результате численного расчёта, к площади основания поршня

$$F_{\text{сопр}} = \frac{P_1 - P_2}{\pi R_{\text{пор}}^2}.$$

Для верификации результатов проведено сравнение силовых характеристик демпфера с характеристиками, рассчитанными по аналитическим уравнениям, основанным на представлении МРС как вязкопластичного тела Бингама [5]. Результирующая сила сопротивления МЖД в этой аналитической модели складывается из двух составляющих

$$F = F_{\tau} + F_{\eta},$$

где F_{τ} – сила, связанная с пределом текучести МРС и зависящая от интенсивности магнитного поля, F_{η} – вязкостная сила, связанная с процессами в МРС после начала сдвига слоёв.

Вязкостная сила определялась по соотношению

$$F_{\eta} = \frac{6\eta L Q S_{\text{пор}}}{\pi(R_{\text{пор}} + 0,5\delta)\delta^3},$$

где η – вязкость жидкости после начала сдвига (принимается постоянной и не зависящей от скорости сдвига и индукции), L – длина канала между поршнем и корпусом, Q – расход жидкости, равный произведению скорости движения поршня и площади его поперечного сечения, $S_{\text{пор}}$ – площадь поперечного сечения поршня, $R_{\text{пор}}$ – радиус поршня, δ – зазор между поршнем и корпусом.

Предел текучести МРС зависит от индукции магнитного поля, поэтому связанные с ним перепад давления и сила сопротивления МЖД будут изменяться по высоте поршня L . Сила, определяемая пределом текучести МРС

$$F_{\tau} = c_1 \frac{L_1}{\delta} S_{\text{пор}} \tau_{d1} \operatorname{sgn}(v_{\text{пор}}) + c_2 \frac{L_2}{\delta} S_{\text{пор}} \tau_{d2} \operatorname{sgn}(v_{\text{пор}}),$$

где $v_{\text{пор}}$ – скорость движения поршня, τ_{d1} , τ_{d2} – пределы текучести МРС под верхним и нижним полюсами, c_1 , c_2 – коэффициенты, зависящие от профиля скорости течения МРС в зазоре демпфера, определялись по формуле

$$c = 2,07 + \frac{12Q\eta}{12Q\eta + 0,8\pi(R_{\text{пор}} + 0,5\delta)\delta^2\tau_d}.$$

Зависимости силы сопротивления магнитожидкостного демпфера от тока в катушке управления показаны на рис. 4. Наилучшее совпадение с аналитическим решением, основанном на представлении МРС как тела Бингама, даёт использование в численном расчёте Robertson Stiff Papanastasiou модели. Стоит отметить, что все использованные для описания реологии МЖ уравнения дают качественно и количественно схожие значения силы сопротивления демпфера, разница с аналитическим решением не превышает 13 %.

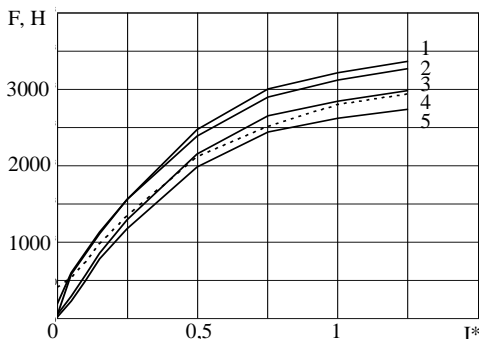


Рис. 4. Сила сопротивления демпфера: 1 – Casson Papanastasiou, 2 – Carreau, 3 – Robertson Stiff Papanastasiou, 4 – аналитический расчёт, 5 – Herschel Bukley Papanastasiou

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S.A. Nesterov, Yu. I. Stradomskii, V. S. Belov. Study of Interconnected Physical Processes in the Magnetic Fluid Sealer // PROBLEMELE ENERGETICII REGIONALE. – 2021. – Vol. 3 (51). – P. 1-9. DOI: 10.52254/1857-0070.2021.3-51.01
2. Kazakov, Yu.B. Development of models of the magnetorheological fluid damper / Yu.B. Kazakov, N.A. Morozov, S.A. Nesterov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2017. – Vol. 431. – P. 269–272.
3. Гаврилов, А.А. Вычислительные алгоритмы и комплекс программ для численного моделирования течений неньютоновских жидкостей в кольцевом канале: дис ... канд. Физ.-мат. Наук: 05.13.18 / Гаврилов Андрей Анатольевич. – Новосибирск, 2014. – 144 с.
4. Gudmundsson, K.H. Design of a Magnetorheological Fluid for an MR Prosthetic Knee Actuator with an Optimal Geometry: PhD thesis // Faculty of industrial engineering, University of Iceland, 2011. – 112 pp
5. Zhu X. Jing X., Cheng L Magnetorheological fluid dampers: A review on structure design and analysis // Journal of Intelligent Material Systems and Structures. – 2012. – 23(8). – P. 839–874.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ВЗВЕШЕННЫХ В ЖИДКОСТИ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИТА КОБАЛЬТА: ВЛИЯНИЕ ПОДМАГНИЧИВАЮЩЕГО ПОЛЯ

Поперечный И.С.¹, Лебедев А.В.² Косков М.А.³
ФГБУН Институт механики сплошных сред УрО РАН,
г. Пермь, Российская Федерация^{1, 2, 3}
ФГАОУ ВО «Пермский государственный национальный
исследовательский университет»^{1, 3}
e-mail: poperechny@icmm.ru¹
e-mail: koskov.m@icmm.ru³

Аннотация. С целью получения информации о влиянии постоянного подмагничивающего поля на динамическую восприимчивость магнитной жидкости проведены эксперименты с магнитной жидкостью типа «феррит кобальта – олеиновая кислота – додецилсульфат натрия - вода». Интерпретация результатов измерений производилась в предположении, что релаксация магнитного момента происходит только по броуновкому механизму (приближение жёсткого диполя). Сравнение расчётной динамической восприимчивости в подмагничивающем поле с экспериментом даёт удовлетворительное количественное согласие.

Ключевые слова. Магнитная жидкость, динамическая восприимчивость, подмагничивающее поле, броуновское время релаксации.

DYNAMIC SUSCEPTIBILITY OF LIQUID SUSPENDED COBALT FERRITE NANOPARTICLES: THE EFFECT OF AN EXTERNAL MAGNETIZING FIELD

Poperechny I.S.,¹ Lebedev A.V.,² Koskov M.A.³
Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russia^{1, 2, 3}
Perm State National Research University,
Department of Phase Transitions Physics, Russia^{1, 3}
e-mail: poperechny@icmm.ru¹
e-mail: koskov.m@icmm.ru³

Abstract. In order to obtain information about the effect of a constant magnetic field on the dynamic susceptibility, experiments with a ferrofluid type "cobalt ferrite-water" were performed. The results were interpreted supposing that relaxation of magnetic moment occurs only by Brownian mechanism (hard dipole approximation). Comparison of the calculated dynamic susceptibility in the constant magnetic field with the experiment provides a satisfactory quantitative agreement.

Key words. Ferrofluid, dynamic susceptibility, external magnetic field, Brownian relaxation time.



ПОПЕРЕЧНЫЙ Игорь Сергеевич закончил Пермский государственный университет в 2008 году. В 2012 году защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук по теме: «Магнитодинамика наночастиц в сильном переменном поле». Является научным сотрудником Лаборатории динамики дисперсных систем ИМСС УрО РАН и доцентом кафедры «Физики фазовых переходов» ПГНИУ.



ЛЕБЕДЕВ Александр Владимирович окончил Пермский государственный университет в 1983 году. В 2005 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук по теме: «Динамика магнитной жидкости в переменных полях». Имеет 109 научных публикаций, в том числе 70 статей, 36 статей в иностранных журналах. В настоящее время является старшим научным сотрудником лаборатории динамики дисперсных систем ИМСС УрО РАН. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.



КОСКОВ Михаил Андреевич окончил Пермский государственный университет в 2021 году по направлению подготовки магистров «Прикладные математика и физика». В настоящее время является младшим научным сотрудником лаборатории динамики дисперсных систем ИМСС УрО РАН и ассистентом кафедры «Физики фазовых переходов» ПГНИУ.

Свойства ансамблей магнитных наночастиц, диспергированных в различных средах, активно изучаются на протяжении нескольких десятков лет, однако, интерес к этим системам по-прежнему не иссекает. Одна из причин - технологические перспективы. Список возможных применений магнитных наночастиц постоянно расширяется. Сейчас в фокусе внимания находятся разнообразные биомедицинские приложения: от иммуноанализа до контролируемой доставки лекарств к очагу заболевания [1]. Эффективное использование магнитных наночастиц требует ясного понимания их отклика на приложение магнитного поля. При этом велика роль ориентационных тепловых флуктуациях магнитного момента.

Последовательный учёт тепловых эффектов привёл к созданию кинетических теорий магнитного отклика наночастиц [2]. Однако теория перемагничивания суспензий наночастиц развита меньше. Это касается даже низкоконцентрированных растворов, в которых межчастичное взаимодействие можно считать пренебрежимо малым. Наиболее простым для рассмотрения кажется случай коллоида «магнито жестких» частиц, в котором переориентация магнитного момента каждой отдельно взятой частицы осуществляется только за счёт поворота частицы как целого (магнитный момент \mathbf{m} «вморожен» в тело частицы).

Примером такой системы жёстких диполей в представленной работе служила магнитная жидкость типа «феррит кобальта – олеиновая кислота – додецилсульфат натрия - вода» [3].

Измерения динамической восприимчивости разбавленного образца магнитной жидкости производились с помощью модернизированного моста взаимной индуктивности, помещённого внутрь массивной катушки без ферромагнитного сердечника, служившей источником подмагничивающего поля \mathbf{H} . Зондирующее переменное поле $\mathbf{h}(t)$, служившее для генерации полезного сигнала, было сонаправлено с \mathbf{H} . Более подробное описание конструкции экспериментальной установки дано в [4]. Измерения выполнялись для напряжённостей подмагничивающего поля 0, 2,8, 6,0 кА/м при температуре близкой к комнатной. Диапазон частот зондирующего поля составлял от 10 Гц до 0,2 МГц.

Экспериментальные кривые зависимости действительной χ_1 и мнимой χ_2 частей динамической восприимчивости в нулевом подмагничивающем поле (точки на рис. 1) использовались для получения информации о распределении частиц по магнитным моментам и временам релаксации. Как было предложено ранее в [5], вся совокупность частиц в растворе представлялась в виде набора из нескольких фракций. Каждая фракция включала N одинаковых частиц, обладающих магнитным моментом m и временем релаксации τ (N , m , τ разных фракций отличаются). Экспериментальная динамическая восприимчивость аппроксимировалась суммой дебаевских восприимчивостей отдельных фракций, а параметры N , m , τ подбирались по методу наименьших квадратов. Результат аппроксимации изображён сплошными линиями на рис. 1, распределение магнитного момента и времен релаксации на рис. 2. Среднее значение магнитного момента составило $\langle m \rangle = 9,0 \cdot 10^{-19}$ А·м², время релаксации $\langle \tau \rangle = 9,7 \cdot 10^{-6}$ с.

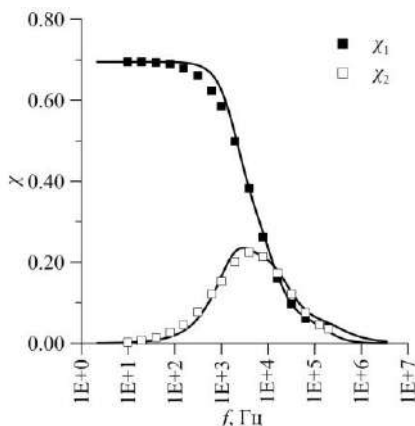


Рис. 1. Частотная зависимость начальной динамической восприимчивости магнитной жидкости на основе феррита кобальта. Точки – эксперимент, сплошные линии – аппроксимация

Для интерпретации результатов измерения динамической восприимчивости в ненулевом подмагничивающем поле была применена модель невзаимодействующих между собой жестких диполей. Характерное время релаксации магнитного момента отдельной частицы при таком подходе равно характерному времени вращательной диффузии $\tau = \tau_B$ (броуновскому времени релаксации).

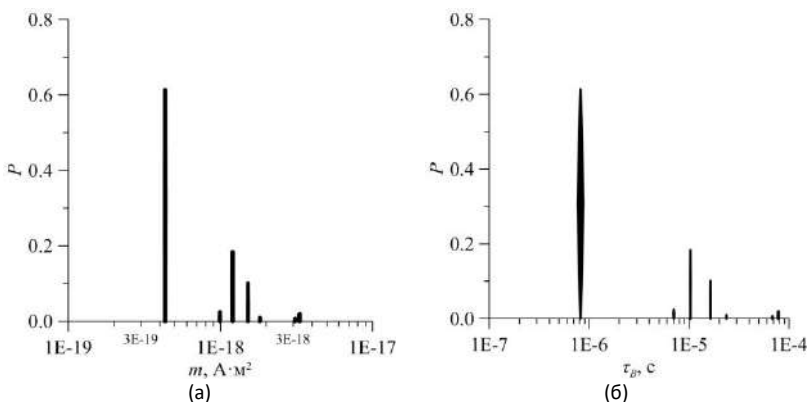


Рис. 2. Распределение частиц по магнитным моментам (а) и временам релаксации (б)

Функция распределения W ориентации магнитного момента диполя подчиняется кинетическому уравнению вида

$$2\tau_B \frac{\partial W}{\partial t} = \hat{K}W, \quad (1)$$

где \hat{K} - кинетический оператор [6, 7], явная запись которого не существенна для текущего изложения. Межчастичные взаимодействия здесь не учитываются. Разложение функции распределения по симметричным относительно полярной оси сферическим гармоникам

$$W(\theta, t) = \sum_{l=0}^{\infty} C_l(t) \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} P_l(\cos \theta), \quad (2)$$

и применение (1) даёт для неизвестных функций $C_l(t)$ систему линейных уравнений

$$2\tau_B \frac{dC_l}{dt} = -l(l+1)C_l - \xi \frac{l(l+1)}{\sqrt{(2l+1)(2l+3)}} C_{l+1} + \xi \frac{l(l+1)}{\sqrt{(2l-1)(2l+1)}} C_{l-1}, \quad (3)$$

Выше, $P_l(\dots)$ – полиномы Лежандра, θ – угол между направлением поля и магнитным моментом частицы. Параметр Ланжевена ξ представляется в виде суммы не зависящей от времени части ξ_0 , являющейся

ся безразмерным аналогом подмагничивающего поля \mathbf{H} , и зависящей от времени добавки $\xi(t) \ll 1$, соответствующей зондирующему полю $\mathbf{h}(t)$. Аналогичным образом представляются и функции $C_l = C_l^0 + c_l(t)$, где постоянные C_l^0 отвечают состоянию равновесия. Возникающими в (3) слагаемыми, квадратичными по малым возмущениям $\xi(t)c_l(t)$ можно пренебречь и путём преобразований записать систему линейных уравнений для функций $c_l(t)$, описывающих отклик частицы на зондирующее поле.

$$C_l^0 = -\frac{\xi_0 C_{l+1}^0}{\sqrt{(2l+1)(2l+3)}} + \frac{\xi_0 C_{l-1}^0}{\sqrt{(2l-1)(2l+1)}};$$

$$2\tau_B \frac{dc_l}{dt} = -l(l+1)c_l(t) - \frac{l(l+1)}{\sqrt{(2l+1)(2l+3)}} (\xi_0 c_{l+1}(t) + \xi(t)C_{l+1}^0) + \frac{l(l+1)}{\sqrt{(2l-1)(2l+1)}} (\xi_0 c_{l-1}(t) + \xi(t)C_{l-1}^0); \quad (4)$$

$l = 1 \dots \infty$. Для замыкания системы (4) достаточно потребовать, чтобы функция распределения (2) была нормирована на единицу.

Средняя по распределению $W(\theta, t)$ проекция магнитного момента частицы \mathbf{m} на направление поля $m_H(t) = |\mathbf{m}| \langle \cos \theta \rangle$. Учитывая (2) в линейном по полю приближении, Фурье-образ проекции магнитного момента

$$m_H(\omega) = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} |\mathbf{m}| c_1(\omega),$$

где $c_1(\omega)$ – Фурье-образ возмущения $c_1(t)$. Наконец, Фурье-образ восприимчивости всего образца жидкости

$$\chi(\omega) = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \frac{\mu_0}{k_B T V} \sum \frac{m^2 c_1(\omega)}{\xi(\omega)}. \quad (5)$$

где $\zeta(\omega)$ – образ параметра Ланжевена $\zeta(t) = \mu_0 |\mathbf{m}| h(t) / k_B T$, соответствующего зондирующему полю, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, T – абсолютная температура, V – объём образца. Суммирование в (5) ведётся по всем частицам. Отношение $c_1(\omega) / \xi(\omega)$ можно найти непосредственно, применив Фурье-преобразование к системе (4).

Для расчёта динамической восприимчивости в подмагничивающем поле (5) использовались полученные ранее в аппроксимации параметры (рис. 2). Система (4) при этом заменялась системой конечного числа уравнений, обеспечивающего сходимость c_1 (C_l начиная с некоторого номера полагались равными нулю). Результаты расчёта в сравнении с экспериментальными данными приведены на рис 3. Наблюдается удовлетворительное количественное согласие результатов расчёта и

эксперимента. Таким образом, можно говорить о том, что для диспергированных в жидкости частиц феррита кобальта существенным является только броуновский механизм релаксации.

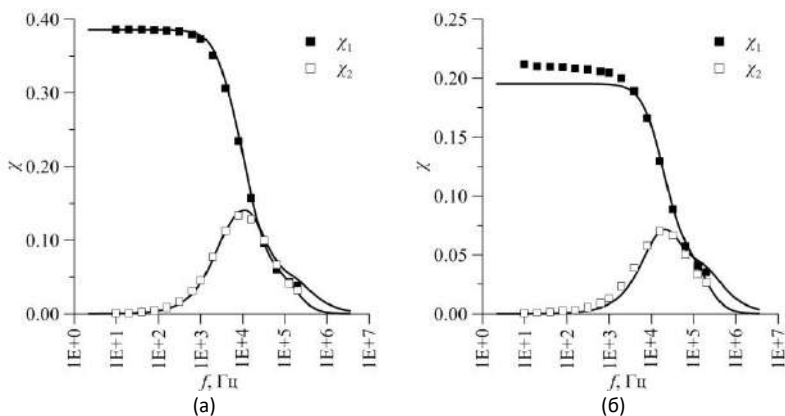


Рис. 3. Частотная зависимость динамической восприимчивости магнитной жидкости на основе феррита кобальта в постоянном подмагничивающем поле напряжённостью $H = 2.9$ кА/м (а) и $H = 6.0$ кА/м (б).

Точки – эксперимент, сплошные линии – расчёт по формуле (5).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-22-00288)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Xiong F., Huang S., Gu N., Magnetic nanoparticles: recent development in drug delivery system // Drug Dev. and Ind. Pharm. 2018. Vol. 44, Iss. 5.
2. Coffey W.T., Kalmykov Yu.P., Thermal fluctuations of magnetic nanoparticles: Fifty years after Brown // J. App. Phys. 2012. Vol. 112, art. no. 121301.
3. Лебедев А.В., Различие между броуновским и неелевским механизмами релаксации в подмагничивающем поле // Вестник Пермского университета. Физика. 2021. № 4. С. 14-20.
4. Лебедев А.В., Измерение релаксационных спектров магнитной жидкости в подмагничивающем поле // Вестник Пермского университета. Физика. 2019. № 2. С. 8-15.
5. Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф., Дисперсия магнитной восприимчивости и микроструктура магнитной жидкости // Колл. Ж. 2006. Т. 68, № 3. С. 1-11.
6. Степанов В.И., Шлиомис М.И., О совместной вращательной диффузии феррочастицы и её магнитного момента // Известия Ак. наук СССР. Сер. Физическая. 1991. Т. 55, № 6. С. 1042-1049.
7. Poperechny I.S., Combined rotational diffusion of a superparamagnetic particle and its magnetic moment: Solution of the kinetic equation // J. of Molecular Liquids. 2020. Vol. 229, art. no. 112109.

ВЛИЯНИЕ МЕЖФАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ ОГРАНИЧЕННЫХ ОБЪЕМОВ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДОВ

Диканский Ю.И.¹, Гладких Д.В., Дорошко Д.С.
¹ФГАОУ ВО Северо-Кавказский федеральный университет,
г. Ставрополь, Российская Федерация,
E-mail: gladkikhdv@mail.ru

Аннотация. Приведены результаты экспериментальных исследований зависимостей магнитной восприимчивости пористых сред, пропитанных до насыщения магнитным коллоидом на водной основе. Установлена зависимость характера происходящих процессов при температуре кристаллизации дисперсионной среды от размера пор.

Ключевые слова: магнитный коллоид, пористая среда, магнитная восприимчивость

INFLUENCE OF THE INTERFACIAL SURFACE ON THE MAGNETIZATION PROCESSES OF LIMITED VOLUMES OF MAGNETIC COLLOIDS

Dikansky Yu. I.¹, Gladkikh D.V., Dorozhko D.S.
¹FSAEI HE North-Caucasus Federal University,
Stavropol, Russian Federation,
E-mail: gladkikhdv@mail.ru

Annotation. The results of experimental studies of the dependencies of the magnetic susceptibility of porous media saturated with a water-based magnetic colloid are presented. The dependence of the nature of the processes occurring at the crystallization temperature of the dispersion medium on the pore size has been established.

Key words: magnetic colloid, porous media, magnetic susceptibility

Изучение процессов намагничивания магнитных коллоидных систем по-прежнему остается очень важным вопросом в исследовании таких сред. Одним из факторов, влияющим на процессы намагничивания таких сред, могут быть поверхностные явления. Необходимость учета этого фактора возникает при намагничивании магнитного коллоида при наличии хорошо развитой межфазной поверхности, например, при заполнении им пористых матриц. Однако проблема изучения особенностей намагничивания областей магнитного коллоида, расположенных вблизи его границ, а также кинетики намагничивания кол-

лоида вблизи межфазных поверхностей до настоящего времени остается мало изученной.

Ранее [1-3] нами уже проводились исследования, посвященные изучению влияния хорошо развитой межфазной поверхности на процессы намагничивания магнитных коллоидов на основе керосина. Было установлено отличие частотных и температурных зависимостей магнитной восприимчивости магнитных коллоидов и магнитных коллоидов, находящихся в пористых средах, от аналогичных зависимостей для объемных образцов.

Настоящая работа является продолжением начатых ранее исследований. Приводятся результаты экспериментального исследования температурных зависимостей магнитной восприимчивости сред с хорошо развитой межфазной поверхностью, способных кристаллизоваться при охлаждении.

В качестве объекта исследований использовался образец магнитного коллоида с электростатически стабилизированными магнетитовыми частицами в водной основе. Объемная концентрация твердой фазы в образце составляла 2,5 %. Средний размер частиц в образце магнитного коллоида составлял около 8 нм. Далее этим образцом пропитывались до насыщения пористые среды. В качестве пористых сред использовался белый электрокорунд для пескоструйных аппаратов по ТУ 23.99.15-001-64290490-2017 следующих фракций: 40-50 мкм, 75-90 мкм, 90-105 мкм, 105-125 мкм, 125-150 мкм, 210-250 мкм, 250-300 мкм, 300-355 мкм. Перед пропитыванием пористые среды выдерживались в сушильном шкафу в течение 5 часов при температуре 423 К для удаления из пор водяного пара.

Измерение динамической магнитной восприимчивости осуществлялось мостовым методом. Эффективная величина действительной части магнитной восприимчивости рассчитывалась по изменению индуктивности соленоида при внесении в него образца: $\chi'_{eff} = \frac{L - L_0}{L_0}$, где L_0 и L – индуктивность обмотки при пустой и заполненной ячейке соответственно. Абсолютные значения восприимчивости χ' , в случае необходимости, определялись путем учета коэффициента заполняемости измерительного соленоида. Измерение индуктивности измерительной ячейки проводилось с помощью моста переменного тока Instek LCR-817 с погрешностью 0,05–0,1 %. Частота измерительного поля 320 Гц, амплитуда измерительного поля 20 А/м.

Температурные исследования магнитной восприимчивости осуществлялись при последовательном охлаждении образца до низких температур и последующем нагревании. Для этого была сконструирована установка, схема которой приведена на рис. 1. Ее составной частью являлся измерительный соленоид 2, обмотка которого, термостатировалась с помощью жидкостного термостата 1 при температуре 293 К. Внутри соленоида располагалась теплоизолирующая прокладка 5 цилиндрической формы и контейнер 4 с образцом. Изменение температуры образца осуществлялось путем прокачивания жидкости с низкой температурой замерзания (233 К) через зазор между прокладкой и контейнером образцом с помощью второго жидкостного термостата 3.

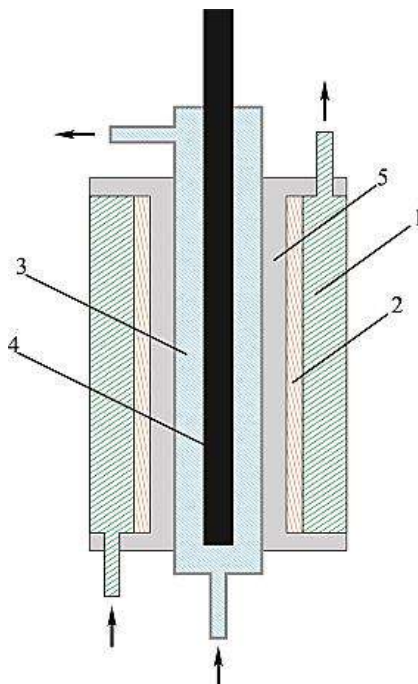


Рис. 1. Схема измерительной ячейки для температурных исследований магнитной восприимчивости МЖ

Методика проведения эксперимента была аналогичной описанной в работе [4].

Как известно, в изучении магнитных свойств жидких сред особое место занимают температурные исследования магнитной восприимчивости, позволяющие отслеживать возможные структурные и фазовые превращения в таких системах. Поэтому нами были проведены экспериментальные исследования температурных зависимостей магнитной восприимчивости пористых сред, пропитанных до насыщения магнитным коллоидом на водной основе, который способен кристаллизоваться при охлаждении.

Ранее, в работе [4] были установлены отличия температурных зависимостей магнитной восприимчивости магнитных коллоидов, в которых дисперсионной средой является вода, от подобных зависимостей для магнитных жидкостей на углеводородных основах. Обнаруженные особенности таких зависимостей вблизи температуры кристаллизации

воды были связаны как с изменением плотности воды в области температуры ее замерзания, так и с изменением структурного состояния коллоида в результате кристаллизации дисперсионной среды.

Как было обнаружено, температурные зависимости магнитной восприимчивости пористых сред, пропитанных до насыщения данным магнитным коллоидом, также имеют особенности, не характерные для объемных образцов (рис. 2, а-г).

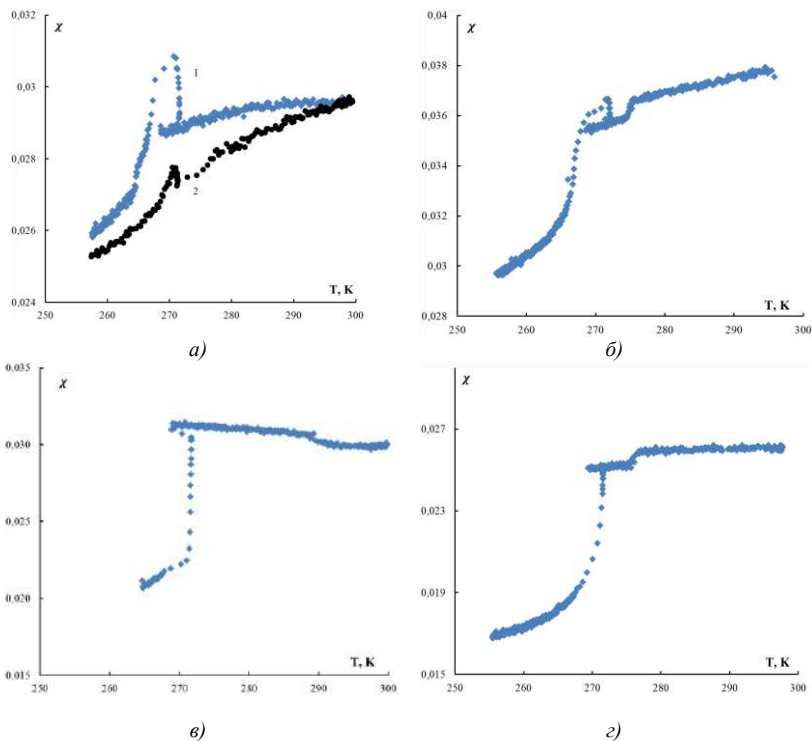


Рис. 2. Зависимости магнитной восприимчивости от температуры для пористой среды, пропитанной магнитным коллоидом, различных фракций: 75-90 мкм (а): 1 – кривая охлаждения, 2 – кривая нагревания, 90-106 мкм (б), 212-250 мкм (в), 300-355 мкм (г)

При последовательном охлаждении образца от комнатных температур до 273 К не наблюдалось значительного изменения магнитной восприимчивости. Однако, при $T = 269$ К, уменьшение температуры менялось на ее быстрый рост и она вновь принимала значение, близкое к 273 К. При этом магнитная восприимчивость начинала скачкообразно изменяться. Было установлено, что характер происходящих при

этом изменений восприимчивости зависел от размера фракции пористой среды, а, соответственно, от размера пор, заполненных магнитным коллоидом. Так, для мелких фракций наблюдалось скачкообразное увеличение восприимчивости, нехарактерное для объемного образца магнитного коллоида (рис. 2, *а, б*). При дальнейшем понижении температуры зависимость магнитной восприимчивости претерпевала максимум, положение которого оказалось не зависящим от частоты измерительного поля. Для крупных фракций, наоборот, наблюдалось скачкообразное уменьшение магнитной восприимчивости (рис. 2, *в, г*), аналогично тому, как это происходило для объемного образца магнитного коллоида. Прерывание процесса охлаждения и последующее нагревание образца приводит к восстановлению величины магнитной восприимчивости, однако, кривые температурных зависимостей восприимчивости, полученные при охлаждении (рис. 2а, кривая 1) и при последующем нагревании (рис. 2а, кривая 2) образца имеют существенные отличия.

Дополнительное действие внешнего постоянного магнитного поля, сонаправленного с осью образца, приводит к исчезновению скачка магнитной восприимчивости для всех фракций пористой среды (рис. 3).

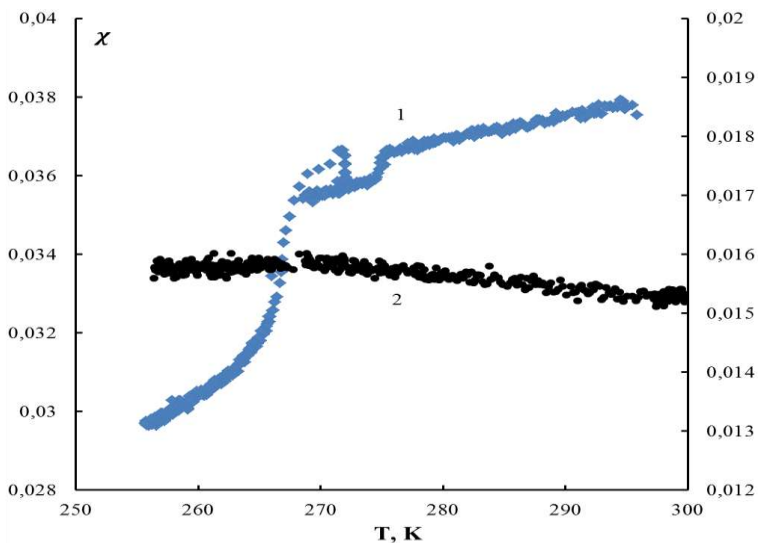


Рис. 3. Температурная зависимость магнитной восприимчивости образца пористой среды (фракция 90-106 мкм) без (кривая 1) и при воздействии магнитного поля $H = 7,96$ кА/м (кривая 2)

Наиболее вероятно, что при последовательном понижении температуры наблюдается переохлаждение образца до температур 269 К, после чего происходит быстрое его замерзание. При этом, благодаря выделившейся теплоте фазового перехода, температура образца повышается до значения, близкого к 273 К с сохранением его твердого состояния. После этого температура образца вновь начинает понижаться вследствие продолжения его принудительного охлаждения.

Очевидно, что обнаруженные особенности температурных зависимостей восприимчивости при 273 К для образцов пористых сред, пропитанных до насыщения магнитным коллоидом, могут быть связаны как с известными особенностями изменения плотности воды (являющейся дисперсионной средой в этих коллоидах) при переходе из твердого состояния в жидкое, так и с влиянием процессов ее кристаллизации на структуру коллоида. При кристаллизации воды происходит вытеснение из нее частиц дисперсной фазы, приводящее к их коагуляции.

Как было показано в [3], в пористых средах, пропитанных магнитным коллоидом, из-за дополнительного действия поверхностных сил на межфазной границе «твердое тело-жидкость», происходит изменение физических и магнитных свойств магнитного коллоида. Причем степень этого изменения связана с размером пор, т.к. радиус действия поверхностных сил достаточно мал (~ нескольких микрометров). Для самых мелких фракций пористой среды, в которых средний размер пор составляет 3-5 мкм (для фракции 40-50 мкм), 5-9 мкм (для фракции 75-90 мкм), весь объем магнитного коллоида, заполняющего отдельную пору, оказывается подверженным действию поверхностных сил. В результате их действия коагуляция магнитных частиц при кристаллизации дисперсионной фазы магнитного коллоида вероятно приводит к появлению ассоциатов частиц с упорядоченным магнитным моментом. Это, в свою очередь, должно привести к скачкообразному изменению магнитной восприимчивости, что и наблюдалось в эксперименте (рис. 2 а,б). Для крупных фракций (212-250 мкм, 300-355 мкм) средний размер пор составляет 20-35 мкм. В этом случае основной объем магнитного коллоида в отдельной поре не подвергается действию поверхностных сил, поэтому процессы, происходящие при температуре 273 К, должны протекать аналогично тому, как это происходит в объемной образце магнитного коллоида (рис. 2 в,г).

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 0795-2020-0030).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yu.I. Dikansky, D.V. Gladkikh, A.Yu. Shevchenko, A.A. Sidelnikov. Magnetization features of thin layers of magnetic fluids with a well-developed system of magnetized aggregates // *Magnetohydrodynamics*. 2014. – Vol.50. – No.1. – P. 27-33.
2. D.V. Gladkikh, Yu.I. Dikansky, A.G. Ispiryan. Some features of the magnetization of thin layers of magnetic fluids with magnetized aggregates in magnetic and electric fields // *Magnetohydrodynamics*. – 2018. – Vol. 54. – No. 1-2, pp. 15–21.
3. Gladkikh D.V., Dikansky Yu.I. Special features of the functional dependences of magnetic susceptibility of magnetic colloids in porous media // *Current Applied Physics*. –2019. – Vol. 19. – P. 1436–1440.
4. Dikansky Yu.I.; Ispiryan A.G.; Kunikin S.A.; Zakharzhevskii M.; Drozdov A.S. Temperature Dependences of the Magnetic Susceptibility of Water-Based Magnetic Fluids // *Journal of Nanofluids*. –2020. – Vol. 9. – P. 90–97.

РАСЧЕТ ПОЛОЖЕНИЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В МАГНИТОЖИДКОСТНОМ СЕПАРАТОРЕ С УЧЁТОМ ВЗАИМОВЛИЯНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Филиппов В.А.¹, Новиков И.В., Филиппова М.В.

Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34
E-mail: 9basy9@gmail.com¹

Аннотация. Магнитожидкостные сепараторы (МЖС) позволяют с высокой точностью разделять немагнитные материалы по плотности [1, 2, 3]. Они применяются для разделения цветных металлов, сортировки лома элементов электронного лома, повышения степени извлечения золота из породы и других целей. Для повышения точности и эффективности работы МЖС необходимо знать положение магнитной жидкости (МЖ) в рабочем зазоре и влияние различных параметров системы на этот процесс. Была разработана модель, позволяющая определить заполнение зазора сепаратора с учетом взаимного влияния физических полей.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитожидкостный сепаратор, заполнение рабочего зазора

CALCULATION OF THE POSITION OF THE MAGNETIC FLUID IN THE MAGNETIC DENSITY SEPARATOR TAKING INTO ACCOUNT THE INTERACTION OF PHYSICAL FIELDS

Filippov V.A.¹, Novikov I.V., Filippova M.V.

Ivanovo State Power Engineering University,
Russian Federation, 153003 Ivanovo, Rabfakovskaya str., 34,
E-mail: 9basy9@gmail.com¹

Abstract. Magnetic density separators (MDS) make it possible to separate non-magnetic materials by density with high accuracy [1, 2, 3]. They are used for separating non-ferrous metals, sorting scrap of electronic scrap elements, increasing the degree of gold extraction from rock and other purposes. To improve the accuracy and efficiency of the MDS, it is necessary to know the position of the magnetic fluid (MF) in the working gap and the influence of various system parameters on this process. A model was developed to determine the filling of the separator gap, taking into account the mutual influence of physical fields.

Key words: magnetic fluid, magnetic density separator, filling the working gap

Как уже рассматривалось ранее [4, 5, 6], положение МЖ в МЖС влияет на ряд основных параметров сепарации. Среди которых, производительность и точность разделения. Таким образом, понимание того,

как МЖ заполнит объем рабочего зазора, позволит использовать МЖС максимально эффективно.

В [5, 6] рассматривался один из способов определения положения МЖ в зазоре МЖС. Этот способ на наш взгляд обладает такими недостатками как итерационность процесса и значительное человеческое участие. Поэтому нами в программе COMSOL Multiphysics была разработана модель, в которой эти факторы сведены к минимуму. А также учитывается взаимовлияние гравитационного, магнитного и гидродинамического полей. На рис. 1 представлена расчетная область МЖС, которая содержит в себе: 1 – воздух давление которого составляет 10^5 Па, 2 – стальной сердечник с заданной кривой намагничивания, 3 – обмотка возбуждения, 4 – магнитная жидкость.

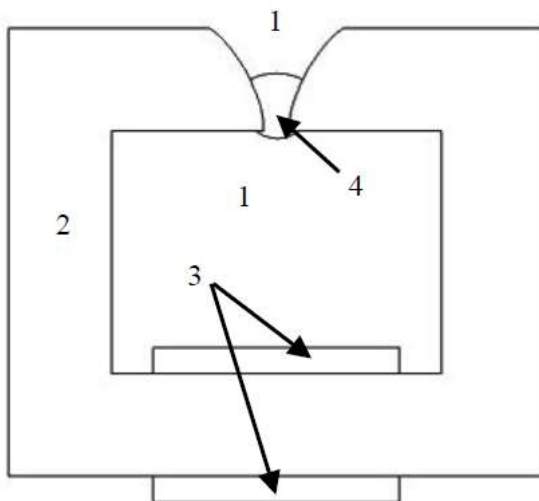


Рис. 1. Расчетная область МЖС

При расчете в модели учитываются магнитные и гидродинамические свойства магнитной жидкости, которые заданы соответствующими кривыми.

Результаты расчета представлены на рис. 2, 3. На рис. 2 представлено начальное положение жидкости, которое примерно соответствует возможному расположению при включенной обмотке возбуждения. На рис. 3 представлено установившееся положение магнитной жидкости. Полученные результаты вполне соответствуют полученным ранее решениям.

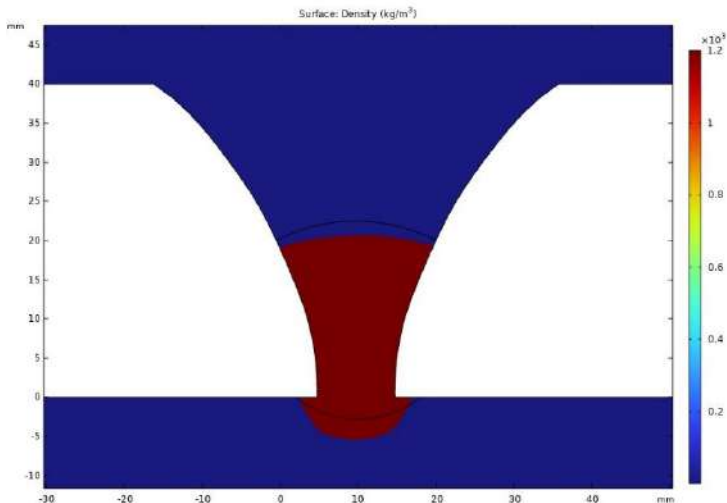


Рис. 3. Установившееся положение МЖ в зазоре МЖС

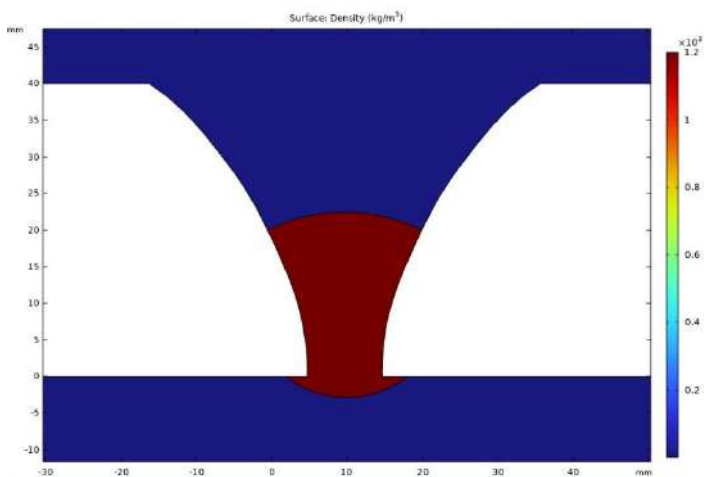


Рис. 2. Начальное положение МЖ в зазоре МЖС2

Преимуществом данной модели является отсутствие необходимости проведения дополнительных манипуляций с результатами расчета и, как следствие, простота получения формы поверхности и положения магнитной жидкости. Так же, существует возможность развития этой модели и использование ее для анализа движения частиц в рабочем зазоре МЖС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баркан М., Чиненкова М. Технология извлечения драгоценных металлов из отходов электротехники [Электронный ресурс] <http://www.waste.ru/module/s/section/item.php?itemid=233>
2. Пелевин А. Е. Магнитные и электрические методы обогащения. Магнитные методы обогащения: учебник / Пелевин А. Е.; Урал. гос. горный ун-т. – Екатеринбург: Изд-во УГГУ, 2018. – 296 с.
3. Л.С Стрижко, Ю.Ю. Костюхин, Г.В. Кружкова, Е.А. Иванова. Извлечение цветных и благородных металлов из электронного лома: экономические показатели и стратегия ценообразования // Известия вузов. Цветная металлургия № 3. 2013. С. 28 – 33
4. Ю.Б. Казаков, Ю.И. Страдомский, В.А. Филиппов. Формирование конфигурации рабочей поверхности магнитной жидкости в магнитожидкостном сепараторе // Сборник научных трудов междуна. н.-т. конф. «Состояние и перспективы развития электротехнологии» – Иваново: ИГЭУ, 2013. Том 3. С. 116-118.
5. Страдомский Ю.И., Филиппов В.А. Анализ геометрии рабочего зазора магнито-жидкостного сепаратора. // Сборник научн. трудов 16-ой Междуна. Плесской научн. конф. по нанодисперсным магнитным жидкостям. – Плес. сентябрь 2014. С. 411-416
6. Страдомский Ю.И., Филиппов В.А. Этапы проектирования магнитожидкостного сепаратора дисперсных немагнитных материалов. // Сборник научн. трудов 18-ой Междуна. Плесской научн. конф. по нанодисперсным магнитным жидкостям. – Плес. сентябрь 2018. С. 178-186

АВТОРСКИЙ ИНДЕКС

А

Акишева А.В. 147
Амбаров А.В. 121, 131
Арефьев И.М. 7
Ахмед А.А.М. 166

Б

Бакланов В.Д. 332
Барочкин А.Е. 162
Беджанян М.А. 184
Бекетова Е.С. 70
Белых С.С. 79
Богословская О.А. 300, 306
Бозорова Ю.К. 90
Болотов А.Н. 112
Борисенко О.В. 184

В

Васильева А.О. 217
Васильева А.О. 264
Вивчарь В.И. 84
Власов А.М. 311
Власов П.А. 223

Г

Гладких Д.В. 343
Глущенко Н.Н. 300, 306
Голованов Е.В. 11
Гупало М.А. 126

Д

Диканский Ю.И. 28, 42, 70, 343
Добросердова А.Б. 136, 142
Дорожко Д.С. 343
Дроздов А.С. 42

Е

Елфимова Е.А. 57, 95, 121
Елфимова Е.А. 131, 193
Ерин К.В. 79, 84

Ж

Жуков В.П. 162

З

Загадская А.А. 235
Закинян А.Р. 166, 255
Зарифзода А.К. 90, 209
Зарубин З.В. 326
Зверев В.С. 121, 126, 131,
193
Зубарев А.Ю. 100, 198
Зятков Д.О. 288

И

Иванов А.О. 95
Иванов А.С. 24, 241, 273

К

Казаков Ю.Б. 311
Калужная Д.А. 217, 264
Канторович С.С. 136, 142
Кириченко С.И. 35
Колесниченко Е.В. 249
Колесов В.В. 11
Комилов К. 209
Кононенко Д.В. 166
Коровин В.М. 204
Косков М.А. 337, 244, 273
Костров С.А. 17
Крамаренко Е.Ю. 17, 35

Л

Лабкович О.Н. 292
Ладин Д.А. 326
Лебедев А.В. 106, 337
Лебедев А.В.

М

Макаров Д.В. 51
Матвеева Е.И. 214

Меркулов Д.И. 177
Мизева И.А. 154
Митрофанов А.В. 326
Мкртчян В.Д. 28
Мусихин А.Ю. 198

Н

Налегова В.А. 171, 177
Налегова В.А.
Нестеров С.А. 332
Нечаева О.А. 70, 184
Новак Е.В. 126
Новиков В.В. 112
Новиков И.В. 350
Новикова О.О. 112

О

Ольховская И.П. 300, 306

П

Панкратьева И.Л. 223
Пелевина Д.А. 171, 177
Петров Д.А. 62
Погирницкая С.Г. 292
Полянский В.А. 223
Поперечный И.С. 337
Потапов Е.Э. 11
Пшеничников А.Ф. 241, 244
Пьянзина Е.С. 147

Р

Рекс А.Г. 235, 292
Русанов М.С. 193
Ряполов П.А. 217, 231, 264

С

Сайкин М.С. 318
Сафонов С.С. 11
Семенова С.А. 42, 166
Симоновский А.Я. 255
Соколов Е.А. 217, 264
Сокольский С.А. 57
Соловьева А.Ю. 57, 95
Степанов Г.В. 35
Сургай А.В. 11

Т

Тарасова И.А. 300
Татова И.В. 166
Тлегенов Р. 11
Туркин С.Д. 166, 214
Турков В.А. 177

У

Убайди А. 209
Уткин М.А. 51

Ф

Федоров О.Л. 277
Филиппов В.А. 350
Филиппова М.В. 350
Фионов А.С. 11
Фомичев М.Д. 162
Фурсова В.В. 79

Х

Ханнанов Р.Р. 62
Хачатуров А.А. 11
Хохрякова К.А. 154, 249
Хохрякова К.А.

Ч

Чернобай В.А. 292
Чириков Д.Н. 100

Ш

Шарова О.А. 171
Шевченко Е.И. 84
Шейко С.С. 17
Шельдешова Е.В. 217, 231
Шмыров А.В. 154
Шпейнова Н.С. 326

Ю

Юрченко В.И. 288

Я

Яблоков А.Г. 306
Яновский А.А. 255

**XX юбилейная 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