

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского»

На правах рукописи

Бочкова Татьяна Сергеевна



ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО И ОПТИЧЕСКОГО
ДИАПАЗОНОВ С ФОРМИРУЮЩИМИСЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ
АГЛОМЕРАТАМИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ
МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

01.04.03 – Радиофизика

05.27.01 – Твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты,
микро– и наноэлектроника, приборы на квантовых эффектах

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико–математических наук

Научные руководители: Заслуженный деятель науки РФ,

доктор физико–математических наук,

профессор Д. А. Усанов

кандидат физико–математических наук

Постельга А.Э.

Саратов – 2019

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
1 АНАЛИЗ СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ.....	20
1.1 Современное состояние исследований физических свойств магнитной жидкости	20
1.2 Зависимость физических свойств магнитных жидкостей от способов их получения.....	26
1.3 Методы исследования процессов структурообразования магнитной жидкости при приложении магнитного поля.....	27
1.4 Методы исследования взаимодействия электромагнитного излучения с магнитными жидкостями	34
<i>1.4.1 Исследование свойств магнитной жидкости по дисперсии динамической магнитной восприимчивости</i>	<i>34</i>
<i>1.4.2 Исследование взаимодействия СВЧ- излучения с магнитной жидкостью в условиях ферромагнитного резонанса.....</i>	<i>36</i>
1.5 Влияние немагнитных включений на электрофизические параметры и реологические свойства композита магнитной жидкости.....	39
1.6 Исследования процесса модуляции поляризованного оптического излучения, проходящего через магнитную жидкость при воздействии магнитного поля	41
2 ФОРМИРОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУР В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ И ВЛИЯНИЕ АГЛОМЕРАЦИИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА	43
2.1 Теоретический анализ процесса агломерации магнитной жидкости под действием магнитного поля	43

2.2 Экспериментальное исследование динамики агломерации ферромагнитных частиц в магнитной жидкости при изменении магнитного поля	48
2.3 Экспериментальное исследование зависимости коэффициента отражения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона при изменении приложенного магнитного поля	68
3 ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВОЙСТВ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ И ПАРАМЕТРОВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРА ОТРАЖЕНИЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С УЧЕТОМ ОБРАЗОВАННЫХ АГЛОМЕРАТОВ	74
3.1 Математическая модель взаимодействия СВЧ-излучения с формирующимися в магнитном поле агломератами ферромагнитных наночастиц, входящими в состав магнитной жидкости, заполняющей поперечное сечение волновода	75
<i>3.1.1 Методика проведения эксперимента по определению параметров магнитной жидкости по частотной зависимости спектра отражения СВЧ-излучения с учетом агломератов при нескольких значениях температур</i>	<i>77</i>
<i>3.1.2 Методика теоретического расчета.....</i>	<i>80</i>
<i>3.1.3 Определение параметров магнитной жидкости</i>	<i>90</i>
<i>3.1.4 Результаты исследований и их обсуждение</i>	<i>94</i>
4 МОДУЛЯЦИЯ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОХОДЯЩЕГО ЧЕРЕЗ МАГНИТНУЮ ЖИДКОСТЬ С НАНОТРУБКАМИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ С ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ НАПРАВЛЕНИЕМ	101
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	114
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	117

ВВЕДЕНИЕ

Достижения в области радиофизики и твердотельной электроники стимулировали развитие исследований многокомпонентных магнитных сред [1–4] с характеристиками, управляемыми внешними магнитными и электрическими полями, к которым и относятся магнитные жидкости [5–10].

Уникальность свойств таких жидких намагничивающихся сред открыла многообразные возможности их применения в различных отраслях – машиностроении, медицине и технике. В связи с этим изучению магнитных жидкостей уделено достаточно большое внимание отечественных и зарубежных ученых (Розенцвейг Р., Гехт Р.С., Шлиомис М.И., Райхер Ю.Л., Степанов В.И., Basti J.C., Krueger D.A. и др.).

Физические свойства магнитных жидкостей во многом определяются взаимодействием ферромагнитных однодоменных наночастиц между собой и с внешними электрическими и магнитными полями, что может приводить к возникновению структурных эффектов, к которым можно отнести агломерацию – объединение ферромагнитных частиц в нитевидные образования.

Учет наличия агломератов ферромагнитных наночастиц и их пространственного расположения необходим для более строгого описания взаимодействия электромагнитных волн сверхвысокочастотного (СВЧ) и оптического диапазонов с магнитной жидкостью при её использовании для разработки управляемых магнитным полем элементов СВЧ-техники и оптических устройств.

Особое место при контроле параметров магнитной жидкости находят СВЧ-методы благодаря достаточно высокой прозрачности магнитной жидкости в этом диапазоне длин волн и высокой точности измерительной аппаратуры. Известны исследования, посвященные определению таких параметров магнитной жидкости, как диаметр ферромагнитных частиц, объемная доля твердой фазы и

диэлектрическая проницаемость по результатам измерения частотной зависимости коэффициента отражения СВЧ-излучения и решения обратной задачи, однако в них не наблюдалось полного согласования теоретически рассчитанных и экспериментально полученных спектров отражения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона от слоя магнитной жидкости, помещенной в измерительную систему, что, в свою очередь, при решении обратной задачи приводило к трудноконтролируемой погрешности в результатах измерений.

Более корректное теоретическое описание взаимодействия электромагнитного излучения с магнитной средой, содержащей намагниченные агломераты ферромагнитных наночастиц, а также построение модели формирования таких агломератов во внешнем магнитном поле, в свою очередь, открывает возможность увеличения точности экспериментального определения параметров таких ферромагнитных наночастиц при использовании СВЧ-методов измерений, что является предметом исследований в области твердотельной электроники.

Определение параметров магнитной жидкости интересно как в фундаментальном отношении, так и с прикладной точки зрения. Одно из перспективных направлений – применение магнитной жидкости в качестве материала, используемого для создания сред, характеристиками которых можно управлять внешними магнитными полями. Это, в свою очередь, открывает перспективы, например, для создания оптоэлектронных приборов с магнитным управлением, в которых амплитудная модуляция линейно поляризованного излучения оптического диапазона достигается изменением направления внешнего магнитного поля.

В [11–16] был зафиксирован факт образования агломератов микронных частиц по анизотропному светорассеянию и определены условия наблюдения фазовых состояний магнитной жидкости при разных температурах и значениях напряженности внешнего магнитного поля: образование макроструктур, переход

к упорядоченному состоянию и слияние агломератов. В [17] изложены результаты визуального наблюдения агломератов ферромагнитных микронных частиц в объеме магнитной жидкости и описано различие процесса агломерации в объеме магнитной жидкости от процесса ее агломерации в тонких слоях, а также определены размеры агломератов в диапазоне от десятков микрон до десятков миллиметров. Было отмечено, что значения пороговых магнитных полей структурообразования в тонком слое меньше, чем в магнитной жидкости большего объема. В ультразвуковом диапазоне частот в объеме магнитной жидкости на основе воды, магнетитовые частицы которой имели микронные размеры, наблюдалось появление агломератов сигарообразного вида, вытянутых вдоль направления приложенного поля, и их дальнейший рост с увеличением магнитного поля. Следует отметить, что магнитные жидкости с микронными и нанометровыми ферромагнитными частицами могут демонстрировать схожие эффекты структурной организации, но, наряду с этим, магнитные жидкости с нанометровыми частицами имеют принципиально отличные физические свойства ввиду их однодоменности. В [18] изучалось структурообразование наночастиц магнетита в магнитной жидкости на основе воды и определены пороговые поля, при которых происходит качественное изменение в характере зависимости размеров агломератов от величины приложенного магнитного поля, однако влияние этого процесса на изменение характера взаимодействия электромагнитных волн с такой магнитной средой установлено не было. Для магнитной жидкости на основе неполярной жидкости, например, керосина, с нанометровыми ферромагнитными частицами процесс агломерации ранее детально не изучался, а именно, не исследовались количественные характеристики образующихся агломератов под действием магнитного поля с индукцией до 1,2 Тл. В качестве жидкости-носителя керосин слабо влияет на характеристики отражения СВЧ-излучения, характеризуется отсутствием частотной дисперсии коэффициента отражения СВЧ-излучения, следовательно, частотные характеристики коэффициента отражения СВЧ-излучения от магнитной жидкости в этом случае определяются в основном свойствами

ферромагнитных наночастиц и образующихся в магнитном поле агломератов. Конкурирующие механизмы сил взаимодействия ферромагнитных наночастиц, возникающие при броуновском движении, и влияние на них внешнего магнитного поля определяют количественные и качественные характеристики образующихся агломератов.

В настоящее время известны такие методы определения размеров ферромагнитных частиц магнитной жидкости, как электронная микроскопия [19–21], магнитные и ультразвуковые измерения [17, 22, 23], методы, основанные на светорассеянии и анизотропии оптического излучения [11–16], сканирующая зондовая микроскопия [24–26], СВЧ-методы [27, 28]. В [29–32] определены диаметр ферромагнитных частиц, объемная доля твердой фазы и диэлектрическая проницаемость по результатам измерения спектров отражения СВЧ-излучения и решения обратной задачи. Однако в вышеприведенных работах не наблюдалось полного согласования теоретически рассчитанных и экспериментально полученных спектров отражения СВЧ-излучения от слоя магнитной жидкости, помещенной в измерительную систему. Это, в свою очередь, приводило при решении обратной задачи к трудноконтролируемой погрешности в результатах измерений.

Авторы [29, 31, 32] исследовали спектры отражения СВЧ-излучения от слоя магнитной жидкости, находящейся во внешнем магнитном поле. При значениях индукции внешнего магнитного поля порядка 1 Тл наблюдалась значительная чувствительность спектра отражения СВЧ-излучения к изменению величины индукции магнитного поля. Однако в этих работах отмечалось недостаточно полное согласование теории с экспериментальными данными.

Для стабилизации и предотвращения слипания ферромагнитных частиц в состав магнитной жидкости обычно включается одно из поверхностно активных веществ (ПАВ), как правило, олеиновая кислота. ПАВ образуют мономолекулярный слой на поверхности ферромагнитных частиц, так называемую оболочку. Электрофизические свойства ПАВ схожи со свойствами

жидкости–носителя, поэтому можно утверждать, что толщину оболочек частиц в агломератах можно не учитывать при описании распространения электромагнитной волны СВЧ-диапазона через магнитную жидкость. Однако, ввиду того, что толщина этих оболочек сопоставима с размерами ферромагнитных наночастиц, эти оболочки вносят вклад в длину агломератов. Соответственно, при определении размеров агломератов на СВЧ целесообразно ввести эффективную длину агломератов, меньшую, чем определяемая оптическими методами, на величину, которую легко рассчитать, зная соотношение размеров частиц и толщину оболочек. Это может быть доказано в результате определения длины агломерата с помощью средств оптической микроскопии и последующего нахождения количества частиц, которые могли образовать агломерат соответствующей длины, после чего в модели могут быть использованы агломераты с тем же количеством частиц, но лишенные диэлектрических оболочек. В итоге эффективная длина агломератов в такой модели оказывается существенно меньшей, по сравнению с наблюдаемой визуально длиной.

Построение модели, включающей учет наличия агломератов, образованных магнетитовыми наночастицами во внешнем магнитном поле, и их пространственного расположения, введение так называемых эффективных размеров агломератов, исходя из наличия изолирующих ПАВ магнетитовых частиц, должны привести к более точному теоретическому описанию особенностей взаимодействия электромагнитной волны СВЧ-диапазона с ферромагнитными наночастицами, входящими в состав магнитной жидкости, и, соответственно, открывать возможность увеличения точности определения параметров магнитной жидкости [33–40].

Следует отметить, что агломераты, образующиеся в магнитной жидкости, имеют малые размеры по сравнению с длиной волны зондирующего электромагнитного излучения, следовательно, они слабо изменяют поле электромагнитной волны в волноводе. Поэтому, при расчете коэффициентов

отражения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона, взаимодействующего с магнитной жидкостью, может быть использован аппарат теории возмущений, основанный на сравнении распределения полей в возмущенной и невозмущенной областях. В случае полного заполнения сечения волновода магнитной жидкостью и малости длин и толщин агломератов по сравнению с длиной волны электромагнитного излучения в СВЧ-диапазоне возможно использование обычно применяемого на практике «одномодового» приближения [41].

Определение параметров магнитной жидкости интересно как в фундаментальном отношении, так и с прикладной точки зрения – при ее использовании в качестве радиопоглощающих материалов, управляемых магнитным полем СВЧ-элементов, уплотнителей, смазочного и герметизирующего материала, для лечения и диагностики заболеваний при использовании ферромагнитных нанокапсул. Одно из перспективных направлений – применение магнитной жидкости в качестве материала, используемого для создания сред, характеристиками которых можно управлять внешними магнитными полями, что, в свою очередь, открывает перспективы, например, для создания оптоэлектронных приборов. Известны работы, например, [42, 43], в которых доказывается возможность применения композиционных материалов с управляемыми характеристиками для создания методов модуляции электромагнитного излучения оптического диапазона. В частности, в [42] показана возможность усиления эффекта Фарадея путем нанесения массивов нанопроволок из золота на тонкие пленки магнитооптического материала, нанесенного на стеклянную подложку. В [43] показано, что при рассеянии света на тонком слое магнитной жидкости с частицами микронных размеров, помещенной в магнитное поле, ориентированное вдоль границ плоского слоя, возникает характерная для дифракции на квазипериодической решетке полоска света, имеющая чередующиеся минимумы и максимумы интенсивности, поворачивающаяся при изменении направления магнитного поля вслед за его поворотом.

Как уже было отмечено, при приложении внешнего магнитного поля происходит пространственная ориентация магнитных моментов ферромагнитных частиц вдоль направления приложенного поля, а также их объединение в структурные образования со значительной величиной намагниченности, наличие которых может приводить к ряду особенностей физических свойств.

При параллельном расположении нитевидных агломератов, выстроенных вдоль вектора индукции внешнего магнитного поля, и электрической составляющей линейно поляризованного лазерного излучения, наблюдается максимальное взаимодействие поля с поглощающими его энергию агломератами. Если агломераты расположены перпендикулярно электрической компоненте лазерного излучения, то поглощение энергии поля будет минимальным, если вдоль – максимальным.

Следовательно, при изменении направления внешнего магнитного поля возможна амплитудная модуляция линейно поляризованного излучения оптического диапазона. Для увеличения глубины модуляции в настоящей работе предложено использование композита на основе магнитной жидкости и проводящих низкоразмерных углеродных структур, например, нанотрубок. Применение такого рода композитов позволяет увеличить глубину модуляции поляризованного оптического излучения по сравнению с магнитной жидкостью без нанотрубок до 54% [44, 45].

Все это позволяет сделать заключение об актуальности исследований особенностей взаимодействия электромагнитного излучения СВЧ и оптического диапазонов с магнитной жидкостью при возникновении структурной организации наноразмерных ферромагнитных частиц, входящих в её состав, при приложении электрического и магнитного полей.

Кроме того, также представляет научный и практический интерес определение параметров магнитной жидкости и входящих в её состав ферромагнитных наночастиц, в том числе для создания систем с управляемыми магнитным полем характеристиками.

Цель диссертационной работы:

Выявление особенностей взаимодействия электромагнитного излучения сверхвысокочастотного и оптического диапазонов с формирующимися в магнитном поле агломератами ферромагнитных наночастиц магнитной жидкости и их использование для определения параметров магнитной жидкости в результате решения обратной задачи и повышения эффективности модуляции поляризованного оптического излучения, взаимодействующего с магнитной жидкостью с нанотрубками, во внешнем магнитном поле с переменным направлением.

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**:

1. Анализ современного состояния исследований магнитных жидкостей, их структурных преобразований в магнитном поле и методов определения ее параметров.
2. Экспериментальное исследование процесса структурной организации и динамики агломерации магнетитовых наночастиц магнитной жидкости в широком диапазоне воздействия приложенных магнитных полей.
3. Установление характерных особенностей в изменении зависимости коэффициента отражения электромагнитного излучения сверхвысокочастотного диапазона, взаимодействующего с магнитной жидкостью, от величины индукции приложенного магнитного поля, носящих пороговый характер и обусловленных изменением размеров агломератов, образованных однодоменными ферромагнитными наночастицами, их концентрацией и величиной намагниченности.
4. Разработка теоретической модели взаимодействия электромагнитного излучения СВЧ-диапазона с ферромагнитными наночастицами, входящими в состав магнитной жидкости, помещенной в измерительную установку, на основе теории возмущений, корректно описывающей учет образующихся агломератов, их размеры и наличие оболочек ПАВ магнитных частиц в магнитной жидкости во внешнем магнитном поле при расчете

коэффициента отражения СВЧ-излучения от слоя магнитной жидкости, полностью заполняющей поперечное сечение волновода.

5. Проведение многопараметровых измерений магнитной жидкости (определение среднего диаметра магнетитовых наночастиц, объемной доли твердой фазы, диэлектрической проницаемости, тангенса угла диэлектрических потерь) с использованием частотной зависимости коэффициента отражения сверхвысокочастотного излучения с учетом образованных агломератов ферромагнитных наночастиц при нескольких значениях температур.
6. Экспериментальная реализация способа модуляции интенсивности линейно поляризованного излучения полупроводникового лазера, проходящего через магнитную жидкость, при воздействии магнитного поля, с изменяющимся направлением вектора магнитной индукции и с величиной, достаточной для формирования агломератов ферромагнитных наночастиц с размером, превышающем длину волны оптического излучения.
7. Экспериментальное определение глубины модуляции интенсивности поляризованного излучения лазера при различных концентрациях нанотрубок в суспензии магнитной жидкости, состоящей из агломератов и нанотрубок.

Новизна исследований состоит в следующем:

1. Показано, что средний размер агломератов, образующихся в магнитной жидкости на основе керосина с диаметром ферромагнитных частиц $d=5\div 10$ нм, стабилизированных олеиновой кислотой, объемной долей твердой фазы $\varphi = 0,1$ во внешнем магнитном поле с величиной магнитной индукции до 0,1 Тл составляет 38 мкм и увеличивается до 248 мкм в магнитных полях, больших 0,13 Тл, при комнатной температуре.
2. Установлены характерные особенности в изменении зависимости коэффициента отражения электромагнитного излучения сверхвысокочастотного диапазона, взаимодействующего с магнитной

жидкостью, от величины индукции приложенного магнитного поля, носящие пороговый характер и обусловленные динамикой размеров агломератов наноразмерных магнетитовых частиц магнитной жидкости на основе керосина под воздействием приложенного магнитного поля с индукцией до 1,2 Тл, их концентрацией, ориентацией относительно компонент электромагнитной волны и величиной намагниченности.

3. В разработанной модели расчета коэффициента отражения СВЧ-излучения от слоя магнитной жидкости, полностью заполняющей поперечное сечение волновода, в приложенном магнитном поле, впервые учтено наличие агломератов ферромагнитных наночастиц в магнитной жидкости при решении обратной задачи, связанной с определением параметров магнитной жидкости (среднего диаметра магнетитовых наночастиц, объемной доли твердой фазы, диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь).
4. Впервые разработан и экспериментально реализован метод модуляции интенсивности поляризованного оптического излучения, проходящего через магнитную жидкость, содержащую, наряду с агломератами магнитных наночастиц, нанотрубки, и установлен характер увеличения глубины модуляции при увеличении концентрации нанотрубок.

Новизна способа определения параметров магнитной жидкости подтверждается патентом на изобретение [37].

Достоверность результатов диссертационной работы обеспечивается соответствием выводов теории полученным экспериментальным результатам, правомерностью упрощающих допущений, сходимостью вычислительных процессов к искомым решениям. Достоверность экспериментальных результатов обеспечена использованием стандартной измерительной аппаратуры, обработкой экспериментальных данных согласно стандартным методам, корректностью использованных методик исследования.

Практическая значимость полученных результатов заключается в следующем:

1. Установлено, что при комнатной температуре в магнитной жидкости на основе керосина с диаметром феррочастиц $d = 5 \div 10$ нм, стабилизированных олеиновой кислотой, объемной долей твердой фазы $\phi = 0,1$ с ростом магнитной индукции в диапазоне от 0 до 0,02 Тл однодоменные ферромагнитные наночастицы объединяются в агломераты микронных размеров. При значениях индукции магнитного поля, больших 0,02 Тл, вплоть до значения индукции магнитного поля 0,1 Тл наблюдалось увеличение числа агломератов, при этом броуновское движение ферромагнитных наночастиц препятствует образованию агломератов, среднее значение длин которых превышает 38 мкм.
2. Определены характерные особенности изменения коэффициента отражения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона, взаимодействующего с магнитной жидкостью в диапазонах изменения магнитного поля, характеризующихся процессами образования агломератов ферромагнитных наночастиц, увеличением концентрации агломератов при сохранении их среднего размера, увеличением размеров агломератов при уменьшении их числа и увеличением намагниченности агломератов при сохранении их размеров и концентрации.
3. Разработана методика определения и уточнения параметров магнитной жидкости с использованием спектров отражения сверхвысокочастотного излучения при нескольких значениях температур с учетом образованных агломератов ферромагнитных наночастиц.
4. Предложен метод модуляции интенсивности поляризованного оптического излучения, проходящего через магнитную жидкость с нанотрубками, при изменении направления вектора индукции воздействующего магнитного поля, который может служить основой для создания магнитооптических модуляторов для передачи информации.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Зависимость коэффициента отражения электромагнитного излучения сверхвысокочастотного диапазона, взаимодействующего с магнитной жидкостью, от величины приложенного магнитного поля носит пороговый характер и обусловлена изменением размеров агломератов, образованных наноразмерными магнетитовыми частицами магнитной жидкости на основе керосина под воздействием приложенного магнитного поля с индукцией до 1,2 Тл, их концентрацией, ориентацией относительно компонент электромагнитной волны и величиной намагниченности агломератов ферромагнитных наночастиц.
2. Предложенная модель формирования структуры магнитной жидкости, характеризующейся наличием агломератов ферромагнитных наночастиц в магнитном поле с индукцией до 1,2 Тл, позволяет корректно описать особенности взаимодействия электромагнитного излучения сверхвысокочастотного диапазона с ферромагнитными наночастицами, входящими в состав магнитной жидкости.
3. Учет эффектов, обусловленных структурной организацией ферромагнитных наночастиц, и наличия у них оболочек поверхностно-активных веществ позволяет адекватно решить обратную задачу по определению параметров магнитной жидкости (среднего диаметра магнетитовых частиц, объемной доли твердой фазы, диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь) с использованием частотных зависимостей коэффициентов отражения в СВЧ-диапазоне.
4. При реализации метода модуляции интенсивности линейно поляризованного оптического излучения ($\lambda=650$ нм), проходящего через магнитную жидкость, при изменении направления вектора индукции магнитного поля с величиной, достаточной для формирования агломератов ферромагнитных наночастиц, добавление многостенных углеродных нанотрубок с длиной ~ 2 мкм, наружным 15–40 нм и внутренним диаметром

3–8 нм с концентрацией в диапазоне 10–40 г/л, позволяет увеличить глубину модуляции до 37 – 54%.

На защиту также выносятся «Способ определения параметров магнитной жидкости», защищенный патентом РФ № 2679457 [37].

Апробация работы:

Работа выполнена на кафедре физики твердого тела Саратовского национального исследовательского государственного университета имени Н.Г. Чернышевского в период 2012-2019 годов. Основные положения и результаты, полученные в ходе выполнения диссертационной работы, докладывались и обсуждались на:

1) Всероссийских научных школах–семинарах «Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро– и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами». Саратов, 14–15 мая 2015 г., 18–19 мая 2017 г, 16–17 мая 2018 г., 16–17 мая 2019 г.

2) 18 Международной Плесской конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям. Плес, 4–7 сентября 2018 г.

3) XV1 Международной научно–технической конференции «Физика и технические приложения волновых процессов». Миасс, 10–14 сентября 2018 г.

4) На семинарах кафедры физики твердого тела.

Исследования выполнялись в рамках государственного задания Минобрнауки России в сфере научной деятельности (базовая часть) 8.7628.2017/БЧ, код проекта 7628 по теме «Разработка новых типов функциональных устройств СВЧ, КВЧ и терагерцового диапазонов и методов диагностики с использованием ближнеполевой СВЧ-микроскопии на основе фотонных кристаллов», проектной части государственного задания в сфере научной деятельности Министерства образования и науки Российской Федерации по теме «Исследование эффектов резонансного взаимодействия электромагнитного излучения сверхвысокочастотного и терагерцового

диапазонов с неоднородными микро– и наноструктурами и композитами» №16.1575.2014/К, шифр: «Наноскоп–2»; государственного задания Министерства образования и науки РФ НИР «Разработка на основе фотонных кристаллов СВЧ-методов контроля высокого разрешения параметров наноструктур и нанокompозитов» на 2012–2014 годы, шифр «Нанокomплекс».

Результаты, полученные в ходе выполнения диссертационной работы, использованы в учебном процессе для подготовки студентов факультета нано– и биомедицинских технологий СГУ, обучающихся по направлениям бакалавриата и магистратуры «Физика», «Электроника и наноэлектроника».

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 9 работ, в том числе 4 статьи в журналах, рекомендованных ВАК при Минобрнауки России [33, 34, 39, 44], из них 3 статьи в журналах, включенные в базу данных Scopus и Web of Science, 5 работ в сборниках статей по докладам на конференциях [35, 36, 38, 40, 45], получен патент РФ [37].

Личный вклад автора выразился в проведении всего объема экспериментальных работ, практической реализации экспериментальных методов, проведении компьютерного моделирования и анализе его результатов, анализе полученных экспериментальных результатов, участии в формулировании научных положений и выводов.

Диссертация состоит из введения, четырех разделов, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 133 страницы машинописного текста, включая 42 рисунка и 1 таблицу. Список литературы содержит 155 наименований и изложен на 17 страницах.

Во введении обоснована актуальность темы исследований, сформулирована цель диссертационной работы, определена новизна исследований, обсуждена практическая значимость полученных результатов, приведены основные положения, выносимые на защиту, изложено краткое содержание диссертации.

В первом разделе приведены результаты анализа современного состояния исследований магнитных жидкостей, проанализированы особенности процессов структурообразования ферромагнитных наночастиц магнитной жидкости при приложении магнитного поля, проанализировано взаимодействие электромагнитного излучения с магнитными жидкостями и оценены возможности определения свойств магнитной жидкости и параметров ферромагнитных наночастиц. Также рассмотрен актуальный вопрос о разработке новых методов модуляции электромагнитного излучения, одним из которых является модуляция поляризованного оптического излучения, проходящего через магнитную жидкость, содержащую нанотрубки.

Во втором разделе исследована зависимость коэффициента отражения электромагнитного излучения сверхвысокочастотного диапазона, взаимодействующего с магнитной жидкостью, от величины приложенного магнитного поля. Установлено, что зависимость коэффициента отражения электромагнитного излучения сверхвысокочастотного диапазона от величины индукции приложенного магнитного поля для однодоменных ферромагнитных частиц имеет пороговый характер, что обусловлено изменением размеров агломератов, образованных наноразмерными магнетитовыми частицами магнитной жидкости на основе керосина под воздействием приложенного магнитного поля с индукцией до 1,2 Тл, их концентрацией, ориентацией относительно компонент электромагнитной волны и величиной намагниченности. Представлена зависимость длин агломератов ферромагнитных наночастиц от индукции приложенного магнитного поля, характеризующаяся наличием четырех участков, что обусловлено процессами образования агломератов ферромагнитных наночастиц, увеличением концентрации агломератов при сохранении их среднего размера, увеличением размеров агломератов при уменьшении их числа и увеличением намагниченности агломератов при сохранении их размеров и концентрации. Определены три пороговых значения индукции магнитного поля,

при которых визуализируется с использованием оптического микроскопа HIROX KH-7700 изменение размеров агломератов в магнитной жидкости.

В третьем разделе предложена модель взаимодействия электромагнитного излучения с ферромагнитными наночастицами, входящими в состав магнитной жидкости, включающая учет наличия агломератов, их пространственное расположения и наличие оболочек ПАВ, которая более точно по сравнению с моделью высокочастотного намагничивания ансамбля невзаимодействующих изотропных суперпарамагнитных частиц согласует теоретически рассчитанные и экспериментально полученные спектры отражения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона от слоя магнитной жидкости, помещенной в измерительную систему, что в свою очередь приводит к увеличению точности при определении параметров магнитной жидкости (среднего диаметра магнетитовых частиц, объемной доли твердой фазы, диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь) в ходе решения соответствующей обратной задачи.

В четвертом разделе показана возможность модуляции интенсивности линейно поляризованного оптического излучения ($\lambda=650$ нм) при прохождении через магнитную жидкость и суспензию магнитной жидкости с многостенными нанотрубками с длиной ~ 2 мкм, наружным 15–40 нм и внутренним диаметром 3–8 нм при изменении направления вектора индукции воздействующего магнитного поля. Показано, что максимальная глубина модуляции прошедшего излучения через суспензию магнитной жидкости с концентрацией нанотрубок 40 г/л составила более 50%.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы, полученные в ходе выполнения диссертационной работы.

1 АНАЛИЗ СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

1.1 Современное состояние исследований физических свойств магнитной жидкости

Изучению свойств и параметров магнитных жидкостей посвящено большое количество работ, например, [5–10].

В монографии [5] изложен круг вопросов, которые закладывают основы для формирования нового научного направления – акустики нанодисперсных сред, а именно исследования особенностей распространения звуковых колебаний в магнитных жидкостях и описывающие их модельные теории, акустомагнитный и магнитоакустические эффекты, акустомагнитная спектроскопия мод колебаний в системе жидкость-оболочка, акустогранулометрия, как новый метод исследования физических параметров магнитных наночастиц, диспергированных в жидкостеносителе, вибрационно-реологические эффекты намагниченной магнитной жидкости и основанная на них акустометрия формы магнитных наноагрегатов и немагнитных микроагрегатов.

Динамический магнитный отклик магнитной жидкости на слабое переменное магнитное поле исследовался с использованием статистической механической теории и моделирования броуновской динамики с учетом диполь-дипольного взаимодействия между ферромагнитными коллоидными частицами, входящими в состав магнитной жидкости, в работе [6]. Показано, что влияние взаимодействий между ферромагнитными частицами и их полидисперсности на частотную дисперсию является существенным: амплитуда отклика может быть примерно вдвое больше, чем у невзаимодействующей системы, частота пиковой потери мощности может быть уменьшена примерно наполовину, и эффекты полидисперсности могут изменить качественный вид спектра восприимчивости.

В [7] представлена теоретическая модель магнитной жидкости с агломератами ферромагнитных частиц, формирующимся под действием магнитного поля. Аналитическая модель основана на минимизации функционала плотности свободной энергии, который позволяет явно построить функции радиального распределения феррочастиц. Исследование показало, что разработанный комбинированный метод подходит для выявления связей в такой микроструктуре и может помочь в интерпретации экспериментальных результатов, таких как малоугловые изображения рассеяния нейтронов.

В [9] синтезированы композиты на основе магнитной жидкости и восстановленного оксида графена, которые стали предметом значительного исследовательского интереса в последние годы. Были исследованы физические и электромагнитные экранирующие свойства этих композитов с различной концентрацией оксида графена. Отмечено, что такие композиты могут найти широкое применение для использования в качестве материала для экранирования микроволн в радиочастотном диапазоне.

Результаты широкополосной микроволновой спектроскопии разбавленной магнитной жидкости на водной основе при воздействии внешнего поляризованного магнитного поля переменной интенсивности представлены в [10]. Помимо количественной оценки размеров ферромагнитных наночастиц магнитной жидкости, проведенный анализ АЧХ также показал наличие второго ферромагнитного резонанса. В работе отмечено использование магнитной жидкости в биомедицинских целях, а именно для микроволновой обработки изображений.

В [46–48] дается определение магнитной жидкости как устойчивой коллоидной системы, состоящей из достаточно малых частиц твёрдого ферромагнетика, покрытого слоем ПАВ, который образует на поверхности частиц адсорбционный слой, препятствующий слипанию ферромагнитных частиц, взвешенных в жидкой суспензии, например, керосине. В качестве ПАВ используются вещества с короткой функциональной группой (кислотной или щелочной) и длинной хвостовой цепочкой (углеводородной), например,

олеиновая кислота. Основной компонент магнитной жидкости, от которого зависят ее магнитные свойства – мелкодисперсный ферро– или ферритмагнетик, например, магнетит ($\text{FeO}\cdot\text{Fe}_2\text{O}_3$), ферриты–шпинели (MFe_2O_4), кобальт, никель, железо.

Броуновское движение является основным механизмом, обеспечивающим устойчивость взвеси в коллоидном растворе. Именно оно обеспечивает перенос энергии магнитного поля через частицы к жидкости–носителю, тем самым магнитная жидкость ведёт себя в гравитационном и магнитных полях не как многокомпонентная система, а как сплошная однородная жидкая среда, намагничивающаяся во внешнем магнитном поле и взаимодействующая с ним [49].

Носителями магнитного момента в жидкости являются однодоменные частицы твёрдого магнетика, взвешенного путём коллоидного диспергирования в жидкости–носителе, которая, как правило, неэлектропроводна. В отсутствие магнитного поля магнитные моменты m отдельных частиц разнонаправлено распределены в жидкой матрице и их суммарный момент равен нулю. В магнитном поле моменты частиц определённым образом ориентируются и формируют агломераты – структурные образования нескольких магнитных частиц в магнитной жидкости, а магнитная жидкость намагничивается, приобретая магнитный момент.

Условием устойчивости магнитной жидкости является прежде всего то, что взвешенные в жидкой фазе магнитные частицы должны быть малы, чтобы броуновское движение молекул жидкости препятствовало их оседанию.

Кроме обычных для коллоидных систем, к которым можно отнести лишь магнитные жидкости с нанометровыми частицами, сил молекулярного притяжения, энергию которых обозначают E_B (силы Ван–дер–Ваальса), действует специфическое для магнитных частиц магнитное диполь–дипольное притяжение E_M , пропорциональное $M_d^2 d^3$, где M_d – намагниченность насыщения исходного диспергированного вещества, d – диаметр ферромагнитной частицы. Т.к. обе эти

силы существенно изменяются в зависимости от диаметра частиц d и относительного расстояния между частицами $l=2(b/d - 1)$, где b – расстояние между центрами частиц (толщина адсорбционного слоя), то, чтобы обеспечить агрегативную устойчивость магнитной жидкости, частицы должны быть малых диаметров d при больших l . Тогда энергия теплового движения kT будет велика по сравнению с $|E_M+E_B|$. Такое разупорядочивающий характер теплового движения препятствует агломерации частиц в магнитной жидкости между собой. С другой стороны, увеличение толщины адсорбционного слоя уменьшает содержание объёмной доли твердой фазы и, соответственно, снижает максимальную величину намагниченности магнитной жидкости. Толщина такого слоя зависит от температуры, размера частиц и их магнитных характеристик.

В магнитном поле характеристики магнитной жидкости зависят от направления внешнего приложенного магнитного поля. Процессы установления анизотропии магнитных жидкостей обусловлены броуновским движением магнитных частиц и тепловыми флуктуациями их магнитного момента.

Описание взаимодействия магнитных жидкостей с магнитным полем проводится по общим принципам описания взаимодействия магнитного поля со средой. В наиболее простой модели по учету межчастичного взаимодействия магнитная жидкость представляет собой однородный дипольный газ из однодоменных дисперсных частиц. В такой модели закон намагничивания описан функцией Ланжевена $L(\xi)$, а намагниченность имеет вид:

$$M = nm(\coth \xi - 1/\xi) = M_s L(\xi), \quad (1.1)$$

где n – число частиц единичного объема, m – магнитный момент частицы, $\xi = \mu_0 m H / kT$, $M_s = nm$ – намагниченность насыщения магнитной жидкости, H – напряженность магнитного поля, μ_0 – магнитная постоянная.

В слабых полях ($\xi \ll 1$) функция Ланжевена описывается первым членом разложения в ряд Тейлора $L(\xi) = \xi/3$, соответственно:

$$M = [\mu_0 n m^2 / (kT)] H = \chi H, \quad (1.2)$$

где χ – магнитная восприимчивость магнитной жидкости, T – температура.

Из предположения сферичности магнитных частиц, с учетом $m=M_dV$, автором [50] получено выражение для магнитной восприимчивости:

$$\chi = \frac{\pi\mu_0 M_s M_d d^3}{18kT}. \quad (1.3)$$

При $\xi \gg 1$ функция Ланжевена имеет вид $L=1-1/\xi$, а уравнение (1.1) можно записать как:

$$M = M_\infty - \frac{6M_s kT}{\pi\mu_0 M_d H d^3}. \quad (1.4)$$

При описании магнитных свойств концентрированных коллоидов необходимо учитывать наличие в ансамбле межчастичных взаимодействий. Их учет на магнитные свойства коллоидов может описываться простейшей моделью среднего действующего поля [51]. В рамках этой модели предполагается, что действующее на некоторый диполь поле равняется сумме макроскопического поля в среде и локального поля, которое пропорционально намагниченности.

Также существует модель действующего поля по Онсагеру [52], согласно которой напряженность магнитного поля, действующего на диполь, равна сумме напряженностей двух полей: поля в сферической полости, которое вдали от нее равно макроскопической напряженности поля в среде, и поля в центре полости, создаваемого окружающими диполями, которые ориентированы диполем в центре.

Следует отметить, что известен и ряд более сложных теоретических моделей [50]. Однако, проведенные экспериментальные исследования [53] показали, что получаемые результаты вполне удовлетворительно соответствуют модели среднего действующего поля. В [53] продемонстрировано, что в магнитной жидкости происходит расслоение на две фазы при приложении поля, превышающего пороговое значение: слабоконцентрированную магнитную жидкость и вытянутые вдоль поля агломераты, длина которых достигает ~ 10 мкм. Однако их распределение в объеме магнитной жидкости приведено не было.

В [54] в ходе эксперимента исследована зависимость намагниченности магнитной жидкости от напряженности внешнего приложенного магнитного поля. В работе [55] экспериментальные кривые намагниченности, рассмотренные в [54], с учетом гауссовского распределения магнитных частиц по размерам, описываются следующим образом:

$$M = M_s \int_0^{\infty} L\left(\frac{\pi\mu_0 M_d}{6kT}\right) a^3 H \frac{d}{da} \left(\frac{n(a)}{n}\right) da, \quad (1.5)$$

где n – число частиц единицы объема, $n(a)$ – число частиц, диаметр которых удовлетворяет условию $d < a$. Известно, что по кривым намагниченности можно определить размер частиц, но в таком методе существует неоднозначность определения параметров.

В [56–58] определено, что при измерениях в слабых магнитных полях диаметр ферромагнитных частиц магнитной жидкости больше, чем в сильных. Это можно объяснить тем, что в слабых полях намагниченность зависит от ориентации больших частиц, а в области насыщения вдоль поля ориентируются более мелкие. Межчастичные взаимодействия в реальных магнитных жидкостях приводят к отклонениям начальной восприимчивости от формулы (1.3) [59–61].

Таким образом, ряд особенностей физических свойств магнитных жидкостей, где элементарным носителем магнетизма являются мелкодисперсные частицы, связан с магнитодипольным взаимодействием таких малых частиц, которое может приводить к процессам агломерации в таких системах. Вследствие этого, исследование таких процессов, а именно измерение количественных характеристик агломератов, стало весьма актуальным для дальнейшего развития физики многокомпонентных магнитных сред, к которым относятся и магнитные жидкости.

1.2 Зависимость физических свойств магнитных жидкостей от способов их получения

В зависимости от способов синтезирования [47, 49, 62] могут получаться различные размеры частиц. В настоящее время магнитная жидкость может быть получена на различных основах (вода, углеводороды, фторированные углеводороды, минеральные и вакуумные масла), а также на различных магнетиках (железо, кобальт, магнетит). Основной этап синтеза магнитных жидкостей – стабилизация магнитных частиц коллоидных размеров в жидкой основе. Существует два основных способа получения магнитных частиц: выращивание (конденсация) и измельчение грубодисперсных частиц (диспергирование).

Методы диспергирования основаны на измельчении частиц в шаровых или вибрационных мельницах, при помощи ультразвука и других физических воздействий. В течение нескольких недель магнетит в присутствии керосина и олеиновой кислоты измельчался в шаровой мельнице и затем помещался в жидкую матрицу и ПАВ. Путем центрифугирования наиболее крупные частицы удалялись из жидкости и вторично загружались в загрузочную ёмкость. Полученные в результате такой обработки частицы имели микронные размеры.

Существует и конденсационные методы – электролитическая, вакуумная и химическая конденсация. В наиболее распространенный методе химической конденсации осаждаются частицы магнетита из водного раствора солей железа избытком концентрированного раствора щёлочи. Высокий выход частиц, простота реализации (реакция осуществляется в простейшем химическом реакторе с подогревом и перемешиванием), производительность метода, обусловили его широкое использование.

Для получения высокодисперсного осадка к растворам $\text{FeCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ и $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ при интенсивном перемешивании добавляют 10% раствор гидроксида

натрия, который может быть заменен на гидроксид аммония (NH_4OH , 25%) для создания более мягких условий соосаждения солей при температуре 25–40°C.

Промывка дистиллированной водой осадка позволяет удалить хлорид аммония, что обеспечивает взаимодействие ПАВ с частицами магнетита. Характерной особенностью процесса является требование полуторного избытка основания) для полного осаждения образующихся частиц магнетита.

Описанный в [47, 62] метод химического осаждения высокодисперсного магнетита заключается в нейтрализации двух- и трёхвалентного железа избытком водного раствора аммиака. Полученные частицы магнетита имеют размеры от 2 до 20 нм. Магнитные свойства частиц приближены к магнитным свойствам кристаллов магнетита $\text{FeO}\cdot\text{Fe}_2\text{O}_3$, намагниченность насыщения которого составляет 400 кА/м. Важным фактором является хорошая адсорбционная способность поверхности частиц, что необходимо для обеспечения их стабилизации. Добавим, что магнитные жидкости с микронными и нанометровыми ферромагнитными частицами могут демонстрировать схожие эффекты структурной организации, но, наряду с этим, магнитные жидкости с нанометровыми частицами имеют принципиально отличные физические свойства ввиду однодоменности наноразмерных частиц.

Таким образом, в зависимости от способов синтезирования могут получаться магнитные жидкости разных классов, которые схожи по некоторым физическим свойствам, но демонстрируют отличия в характере поведения в различных условиях.

1.3 Методы исследования процессов структурообразования магнитной жидкости при приложении магнитного поля

Исследования воздействия внешнего магнитного поля на магнитную жидкость являются важнейшими среди многочисленных исследований характера взаимодействия электромагнитного излучения с магнитной жидкостью, так как

магнитное поле изменяет не только свойства, но и внутреннюю структуру магнитной жидкости.

В зависимости от ориентации частиц взаимодействие магнитных диполей в жидкости может иметь характер притяжения или отталкивания. При приложении внешнего магнитного поля моменты частиц ориентируются по этому полю. Если суммарная потенциальная энергия имеет характер притяжения и довольно велика, чтобы противодействовать разупорядочивающей тепловой энергии, то сначала образуются димеры (цепочечные агломераты, состоящие из двух частиц) [63]. Однако, в работе [64] выяснено, что удлиненные частицы, находясь рядом друг с другом, могут иметь противоположно ориентированные моменты. Следует отметить, что такая ориентация является более предпочтительной для сильных магнитных полей. Если притяжение между частицами очень сильное, образуются структуры больших размеров. Количество частиц в агломератах и интенсивность их образования сильно зависит от состава магнитной жидкости и напряженности магнитного поля.

Основной причиной объединения одиночных коллоидных частиц в структурные образования является наличие характерных для всех коллоидов Ван-дер-Ваальсовых сил межчастичного притяжения и специфических для ферроколлоидов магнитодипольных взаимодействий частиц [65]. Как правило, в литературе обсуждается два типа структурных образований – агломераты в виде цепочек и агрегаты в виде сферических образований. Микрокапельные агрегаты подробно изучались в работах [66–73] и диссертациях [74, 75]. Они визуализируются в магнитных жидкостях при разбавлении их ПАВ или его раствором в дисперсионной среде и имеют вид вытянутых капель. Известны работы, рассматривающие структурные образования в магнитных жидкостях как фрактальные агрегаты – объекты, характеризующиеся дробной размерностью [76–79]. Микрокапельные и фрактальные агрегаты детально не рассматриваются в рамках настоящей работы.

В [80] исследовались три класса агломератов: малые – меньше десяти частиц, средние – от десяти до миллиона частиц и большие – свыше миллиона

частиц, но не определены конкретные размеры агломератов и магнитных частиц. В [81–83] показано, что малые агломераты имеют цепочечную структуру.

Агломераты средних размеров имеют более сложную форму. Исследования [64, 81] выявили, что в замыканиях линий поля образуются кольца из частиц, в результате чего дипольная энергия уменьшается.

Агломераты больших размеров наблюдались в экспериментах по гравитационному осаждению в [84]. Знание скоростей осаждения, которые определялись для различных магнитных полей, позволяло получить сведения о размере и форме агломератов. Но в [64, 80–84] не определены конкретные размеры агломератов и магнитных частиц их образующих.

С помощью средств электронной микроскопии агломерацию ферромагнитных частиц в магнитных жидкостях наблюдали в работах [85, 86]. Процесс структурообразования также подробно рассмотрен в ряде диссертационных работ [87–89].

В работе [90] магнитная жидкость рассматривалась с точки зрения идеального многокомпонентного газа. При приложении внешнего магнитного поля ферромагнитные частицы магнитной жидкости формируют агломераты сигарообразного типа. Показано, что при увеличении концентрации твердой фазы в магнитной жидкости среднее число частиц в агломератах возрастает. В [80, 81] отмечено, что агломерация начинается с малых цепочек из крупных частиц. Однако в [80, 83, 90] не указаны размеры и форма таких агломератов.

Наибольшее использование для исследования процессов агломерации ферромагнитных частиц магнитной жидкости нашли оптические методы. В ряде экспериментальных работ рассматривались процессы структурообразования наночастиц магнетика в объеме магнетитовых коллоидов при приложении магнитного поля [91–93].

Средний диаметр частиц стабильной магнитной жидкости составляет 5–10 нм, что намного меньше длины волны видимого света. Поэтому магнитную жидкость в оптическом диапазоне можно считать сплошной средой. Агломерация

твердых частиц магнитной жидкости приводит к тому, что область неоднородности увеличивается и нарушается условие однородности магнитной жидкости в оптическом диапазоне. Следовательно, начинают проявляться эффекты дифракции и рассеяния.

От фазового состояния магнитной жидкости зависят их магнитные, оптические и другие свойства [94], что подтверждается рядом экспериментов. В [11] показано, что магнитная жидкость может находиться в четырех фазовых состояниях. Переход из одного фазового состояния в другое определяется значением приложенного магнитного поля. Однако значения размеров образующихся агломератов при фазовых переходах и их изменения зафиксированы не были.

В [95] проведено исследование структуры разбавленной магнитной жидкости и установлено, что при разбавлении магнитной жидкости в зависимости от содержания ПАВ в разбавителе могут быть получены структуры, содержащие агломераты, а также определены пороговые поля, при которых возникает анизотропное светорассеяние, но не определены размеры агломератов и их пространственное расположение. Показано, что в магнитных полях напряженностью нескольких килоэрстед происходит пороговое расслоение магнитной жидкости на две фазы: слабо концентрированную магнитную жидкость и вытянутые вдоль поля агломераты. Отмечено, что динамика удлинения агломератов в магнитном поле определяется параметрами агломератов и напряженностью приложенного магнитного поля [96].

В [97] рассматривался характер рассеяния оптического излучения агломератами магнитной жидкости. В работе выяснено, что в отсутствие магнитного поля оптические свойства магнитной жидкости изотропны, а при приложении магнитного поля магнитная жидкость становится оптически одноосной. Анизотропия увеличивается с ростом поля вплоть до насыщения.

В [98] исследовалась дифракция света в тонких слоях магнитной жидкости. Обнаружено, что влияние магнитного поля на магнитную жидкость приводит к появлению дифракционной картины рассеяния света в виде нескольких

концентрических колец, что связано с образованием упорядоченной гексагональной решетки в виде вытянутых вдоль поля агрегатов. Радиус дифракционных колец характеризует периодичность нитевидных образований в магнитной жидкости при приложении внешнего магнитного поля.

Наблюдение дифракционного светорассеяния на агломератах магнитной жидкости проводилось в работах [13–16]. Использование метода рассеяния света для исследования магнитных жидкостей осложняется сильным поглощением в них оптического излучения. В связи с этим данный метод применим либо к тонким слоям, либо к низкоконцентрированным жидкостям.

Магнитооптические эффекты, вызванные магнитным полем, в магнитной жидкости – двойное лучепреломление, дихроизм, анизотропия, приводящая к поляризации излучения – достаточно сильные и исследованы в [99].

Явлению двойного лучепреломления посвящен ряд работ [100–105], но в них не учтено влияние длины образующихся нитевидных агломератов на её оптические характеристики. Отметим, что причиной оптической анизотропии считается неидеальная форма частиц.

Авторами [22] исследовались параметры магнитной жидкости по распространению в ней ультразвукового излучения. По коэффициенту поглощения и скорости распространения ультразвукового излучения рассчитывали размер агрегатов частиц магнитной жидкости. Однако недостатком данного метода является возможность измерения лишь крупных агломератов в жидкости с микронными магнетитовыми частицами.

Исследование процессов структурообразования акустическим методом [106] позволило оценить форму агломератов ферромагнитных частиц магнитной жидкости, возникающих при воздействии на нее постоянного магнитного поля.

Исследование амплитудной зависимости ультразвуковых колебаний магнитной жидкости в резонаторе от напряженности приложенного к ней магнитного поля позволило определять пороговое поле агломерации, при котором начинается структурообразование, и измерять характерное время процесса образования агломератов [23].

Общим недостатком вышеперечисленных методов в [22, 23,106] является невозможность определения диэлектрической проницаемости магнитной жидкости и диаметра наноразмерных магнетитовых частиц.

В [17] приведены результаты визуального наблюдения агломератов на экране монитора ультразвуковой установки в объеме магнитной жидкости с микронными размерами частиц и рассмотрено отличие процесса агломерации в объеме магнитной жидкости от агломерации в тонких слоях, а также определены размеры агломератов в диапазоне от десятков микрон до десятков миллиметров.

В [107, 108] описана теория ассоциации частиц в цепи в полидисперсных системах, рассчитаны вероятности появления цепной структуры и построена фазовая диаграмма, позволяющая найти наиболее вероятную структуру с известным только непрерывным распределением частиц по размерам. Несмотря на очень слабое диполь-дипольное взаимодействие между частицами фракции малого размера, их присутствие оказывает решающее влияние на микроструктуру феррофлюида. Укорочение цепочки, вызванное прилипанием мелких частиц к краям цепей, образованных крупными частицами, обнаружено теоретически.

Формирование цепочечных агломератов в полидисперсных феррофлюидах теоретически изучалось в [109, 110]. В [109] на основе модельной бидисперсной системы, состоящей из двух фракций мелких и крупных феррочастиц, рассмотрены различные топологические структуры цепочек, содержащих частицы обеих фракций, и выяснено, что в реальных условиях большинство крупных частиц и меньшинство мелких частиц связаны короткими цепочками из 1–3 крупных частиц в середине и 1–2 мелких частиц по краям. Обнаружено, что распределение цепи в значительной степени зависит от доли фракции крупных частиц.

Статические магнитные свойства монодисперсного слабоконцентрированного агрегированного ферроколлоида исследованы в [111] в рамках модели формирования гибких цепочечных агрегатов. Для учета дальнегодействующего магнитного диполь-дипольного взаимодействия между всеми феррочастицами в системе предложено использовать модифицированную

теорию среднего поля. Показано, что модель коротких гибких цепочек в комбинации с модифицированной теорией среднего поля количественно объясняет полученные в компьютерных экспериментах аномально высокие магнитные характеристики агрегированных ферроколлоидов.

В [112, 113] изучены условия возникновения и закономерности фазового разделения магнитных коллоидов в магнитных полях на основе термодинамической теории возмущений для модельной бидисперсной системы, а также исследована его кинетика. Отмечено, что область фазовой стабильности полностью определяется малым количеством крупных частиц. Концентрированные капельные агрегаты, образующиеся при разделении фаз, занимают не более 3% объема системы при температуре окружающей среды и содержат практически целую крупную фракцию. Следовательно, магнитная проницаемость материала капельных агрегатов может в 10-20 раз превышать магнитную проницаемость исходного магнитного коллоида.

В [114] изучалась проблема магнитнофореза – направленного движения частиц в область более сильного магнитного поля в тонких слоях магнитных жидкостей. Описан процесс магнитнофореза как медленного потока коллоидных частиц в жидкости под действием силы, пропорциональной значению напряженности магнитного поля.

Таким образом, из анализа процессов структурообразования магнитной жидкости следует, что влияние внешнего магнитного поля приводит к образованию анизотропной внутренней структуры из агломератов ферромагнитных частиц. Соответственно, полученная структура обладает анизотропией магнитных и диэлектрических свойств. Дальнейшее изучение структурообразования в магнитных жидкостях представляет, в частности, интерес в связи с исследованиями в области фотонных кристаллов [115], хотя область применения магнитных жидкостей значительно шире [47].

1.4 Методы исследования взаимодействия электромагнитного излучения с магнитными жидкостями

1.4.1 Исследование свойств магнитной жидкости по дисперсии динамической магнитной восприимчивости

Ряд работ [116–118] посвящен исследованию свойств и параметров магнитной жидкости по дисперсии динамической магнитной восприимчивости.

После изменения приложенного поля релаксация намагниченности магнитной жидкости протекает на основе двух механизмов: вращение магнитной частицы в жидкой среде и прецессия магнитного вектора внутри частицы.

Механизм, основанный на вращении частицы, описывается броуновским временем вращательной диффузии τ_b [55]:

$$\tau_b = 3V\eta_0 / (kT), \quad (1.6)$$

где V – объем частицы, η_0 – вязкость магнитной жидкости.

Механизм, связанный с ориентацией магнитного вектора внутри частицы, характеризуется временем неелевской релаксации τ_N :

$$\tau_N = \frac{1}{f_0} \exp\left(\frac{KV}{kT}\right), \quad (1.7)$$

где f_0 – частота, приближенно равная 109 Гц, K – константа анизотропии материала.

Согласно [55, 119–122], динамическая магнитная восприимчивость χ в низкочастотном диапазоне определяется как:

$$\chi(\omega) = \chi_0(1 + \omega\tau_b)^{-1}, \quad (1.8)$$

где χ_0 – статическая магнитная восприимчивость, ω – круговая частота;

В высокочастотном переменном поле динамическая магнитная восприимчивость имеет вид:

$$\chi = \gamma M_d \frac{\omega_0(1+\xi^2) + i\xi}{\omega_0^2(1+\xi^2) - \omega^2 + 2i\xi\omega_0}, \quad (1.9)$$

где ξ – параметр затухания, ω_0 – резонансная частота прецессии частицы.

В работе [91] динамическая магнитная восприимчивость определяется таким же выражением, как и в [55]. Здесь параметр затухания ξ является функцией величины $M_d V H / kT$, и резонансная частота ω_0 определяется внешним полем H . Эти выводы согласуются с экспериментальными результатами в [123], где экспериментально измерялась ширина линии ферромагнитного резонанса.

Мелкие ферромагнитные частицы, помимо регулярной прецессии, также вовлекаются в стохастическое движение и время внутренней релаксации определяется выражением:

$$\tau_n = \frac{M_d V}{2\xi \gamma kT}. \quad (1.10)$$

Эта теория подтверждена расчетами в [124], где показано, что с уменьшением размера частиц магнитной жидкости ширина линии ферромагнитного резонанса и резонансная частота изменяются.

В [125–126] экспериментально исследован характер ферромагнитного резонанса суперпарамагнитных частиц и показана согласованность с теоретическими расчетами в работе [124]. Однако влияние температуры магнитной жидкости на свойства ферромагнитного резонанса экспериментально не изучалось. Представляется интересным связать параметры ферромагнитного резонанса с температурой магнитной жидкости для расширения области применения магнитной жидкости в СВЧ-диапазоне.

1.4.2 Исследование взаимодействия СВЧ-излучения с магнитной жидкостью в условиях ферромагнитного резонанса

Как известно из [127], динамическая магнитная восприимчивость магнитной жидкости χ имеет резонансную особенность на СВЧ. На определенной частоте резонансный характер χ демонстрируется при изменении значения напряженности магнитного поля H . В [128] эксперимент по исследованию зависимости коэффициента отражения СВЧ-излучения от магнитной жидкости в приложенном внешнем магнитном поле согласуется с теорией в [127]. Магнитная жидкость полностью заполняла отрезок прямоугольного волновода стандартного сечения (7,2x3,4) мм. Чтобы устранить влияние отражения от задней поверхности слоя магнитной жидкости на зависимость коэффициента отражения от величины магнитного поля H , толщину слоя в волноводе выбирали достаточно большой. Зависимость $R(H_n)$, где $H_n = \frac{\gamma^* H}{\omega}$, γ^* – гиромагнитное отношение, ω – круговая частота СВЧ-излучения, на частоте 27 ГГц имеет резонансный характер для нескольких размеров ферромагнитных частиц магнитной жидкости (рис. 1.1)

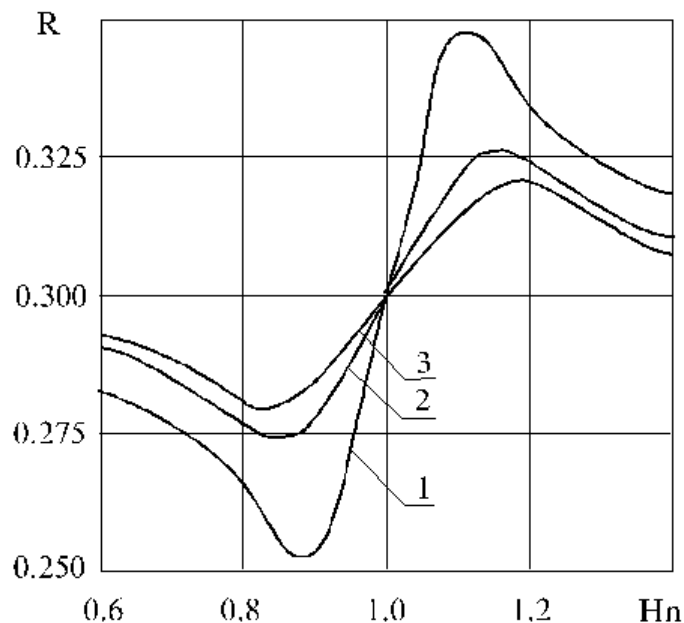


Рисунок 1.1 Зависимость коэффициента отражения СВЧ-излучения от величины приведенного магнитного поля для диаметра ферромагнитных частиц: 1) $d=10$ нм; 2) $d=7$ нм; 3) $d=5$ нм [127]

В данном случае, пренебрегая влиянием на отражение мнимой части χ , выражение для R в результате сшивания решений для участков пустого волновода и волновода, заполненного магнитной жидкостью, примет вид:

$$R = (c - f)/(c + f), \quad (1.11)$$

где $c = \sqrt{k_0^2 - \pi^2/a^2}$, $f = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_1 (1 + \chi') - \pi^2/a^2}$, $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0$, ε_1 – диэлектрическая проницаемость магнитной жидкости; ε_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума, a – размер широкой стенки волновода, χ' – действительная часть χ .

Условие экстремума для зависимости R от H_n :

$$H_n = H_{n2} - H_{n1} = \frac{2\psi}{\sqrt{(1+\psi^2)(1-\psi^2)}}, \quad (1.12)$$

где H_{n1} , H_{n2} – приведенные магнитные поля, соответствующие минимуму и максимуму на зависимости χ' от H_n , $\psi = \xi \left(\frac{1}{L(\xi)} - \frac{1}{\xi} \right)$. Зависимости ширины резонансной кривой ΔH_n от размера частиц магнитной жидкости d для различных частот СВЧ-излучения показаны на рис.1.2. Как следует из результатов, с изменением частоты излучения расширяется интервал значений d , при котором зависимость ΔH_n от диаметра феррочастицы будет существенной.

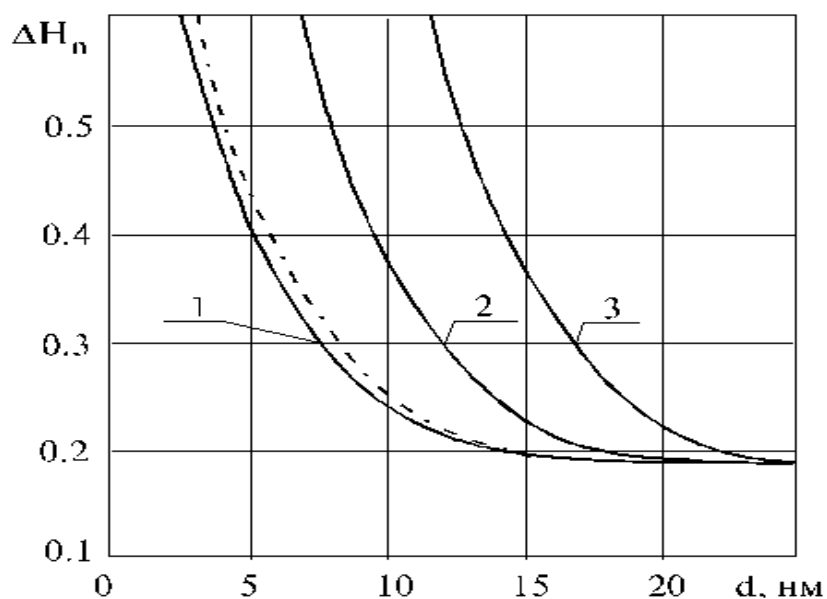


Рисунок 1.2 Зависимость ширины резонансной кривой $R(H_n)$ от диаметра ферромагнитных частиц магнитной жидкости. Пунктирная линия – результаты приближенного расчета на частоте 27 ГГц; сплошная линия – результаты строгого расчета: 1) 27 ГГц, 2) 16 ГГц, 3) 8 ГГц [127]

Соответственно, определяя по экспериментальной зависимости $R(H)$ значения магнитных полей H_{n1} и H_{n2} , соответствующие экстремальным значениям коэффициента отражения, с помощью полученного соотношения можно определить размер частиц магнитной жидкости.

Возможность использования магнитных жидкостей в СВЧ-технике говорит о последующем проведении более детального исследования характеристик магнитной жидкости в СВЧ-диапазоне. Изучение особенностей отражения СВЧ-излучения от магнитной жидкости во внешнем приложенном магнитном поле может позволить получить дополнительную информацию об ее свойствах и параметрах.

1.5 Влияние немагнитных включений на электрофизические параметры и реологические свойства композита магнитной жидкости

Актуально создание новых композиционных сред на основе магнитных жидкостей, которые проявляют интересные эффекты при воздействии на них магнитных и электрических полей. В таких композитах составляющие можно разделить на матрицу (магнитную жидкость) и включённые в неё наполнители [129], например, нанотрубки ввиду их высокой электропроводности.

В [130] были исследованы электрические свойства тонких слоев магнитной жидкости и микрочастиц графита. Выяснено, что величина проводимости и емкости таких композитных структур зависит от направления приложенного магнитного поля и может изменяться более чем на порядок (рис. 1.3). Это объясняется процессами структурообразования и возникновения проводящих «мостов» (рис. 1.4).

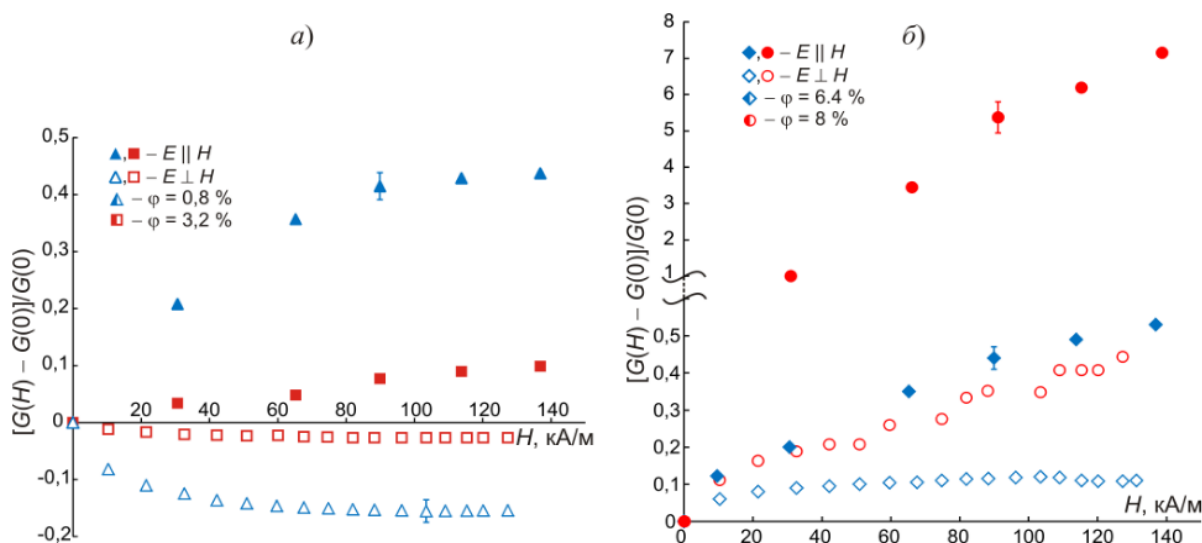


Рисунок 1.3 Зависимости проводимости ячейки от величины напряженности магнитного поля при различных ориентациях магнитного и электрического полей: а) низкая концентрация графита, б) – высокая концентрация графита [130]

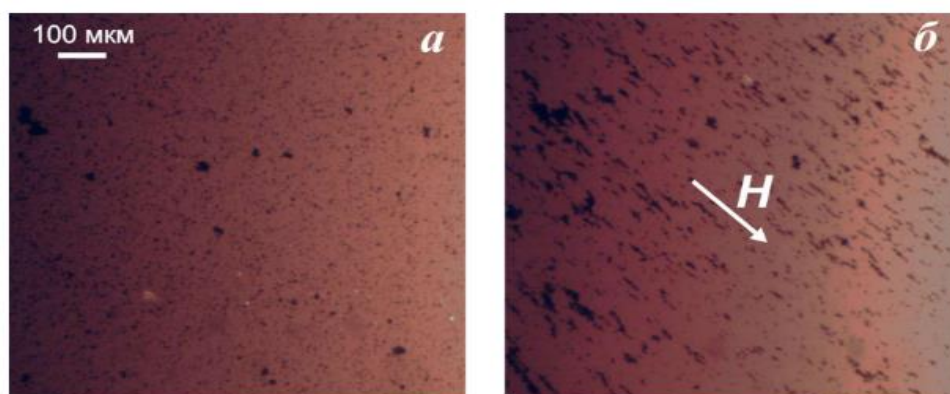


Рисунок 1.4 Фрагмент фотографии композита на основе магнитной жидкости и микрочастиц графита: а) в отсутствии магнитного поля, б) в приложенном однородном магнитном поле [130]

В работе [131] в качестве немагнитных включений использовались многостенные углеродные нанотрубки. Показано, что действительной части диэлектрической проницаемости ϵ' увеличивается на 12% во внешнем магнитном поле.

Магнитореологические свойства (деформация и текучесть жидкостей при воздействии магнитного поля) магнитных жидкостей с диспергированными в ней нанотрубками рассмотрены в [132]. Исследовалось влияние включения в коллоидный раствор магнитной жидкости многостенных нанотрубок. Показано, что текучесть композита меньше, чем чистой магнитной жидкости. Увеличение вязкости в магнитном поле наблюдается как в чистой магнитной жидкости, так и в композите, и связано с образованием гетерогенных структур, таких как цепи и столбцы. Присутствие углеродных нанотрубок ослабляет эффекты микроструктурирования под действием магнитного поля вследствие их влияния на гидродинамику и магнитные взаимодействия между диспергированными наночастицами. Для получения тех же эффектов структурообразования в композите необходимо прикладывать более сильное магнитное поле, чем для чистых магнитных жидкостей.

Таким образом, представляет дальнейший интерес изучение влияния концентрации нанотрубок в суспензии магнитной жидкости на ее магнитооптические свойства.

1.6 Исследования процесса модуляции поляризованного оптического излучения, проходящего через магнитную жидкость при воздействии магнитного поля

Модуляция используется для управления светом с целью передачи информации, а также для формирования световых потоков с определенными параметрами.

Одним из методов модуляции интенсивности и поляризации света является управление им в результате воздействия магнитного поля на взаимодействующую с ним среду [42, 133]. В [42] описан эксперимент по усилению эффекта Фарадея путем нанесения массивов нанопроволок из золота в тонкие пленки магнитооптического материала, нанесенная на стеклянную подложку. В тонких пленках наблюдалось увеличение в 8,9 раз проявления эффекта Фарадея, по сравнению с экспериментами с объемными материалами. С использованием полученных структур глубина модуляции оптического излучения достигла 24%.

В [43, 134] наблюдалось анизотропное светорассеяние на тонком слое магнитной жидкости для различной ориентации вектора напряженности магнитного поля.

Особенности рассеяния поляризованного оптического излучения на слое магнитной жидкости с несколькими объемными долями твердой фазы при приложении магнитного поля описаны в [135].

В [136] описан оптический переключатель на основе магнитной жидкости. Оптоволоконный модулятор с использованием магнитной жидкости в качестве внешнего слоя рассмотрен в [137]. При приложении магнитного поля отмечалось повышение показателя преломления магнитной жидкости и, соответственно, уменьшение прохождения оптического излучения через оптоволоконный кабель. Таким образом, возможно контролировать условие полного отражения на границе раздела между сердцевиной волокна и магнитной жидкостью, когда свет распространяется вдоль волокна. В результате интенсивность исходящего света

модулируется изменением напряженности поля. Недостатком данных работ является довольно низкая глубина модуляции оптического излучения.

В [138] исследовано прохождение поляризованного лазерного излучения с длиной волны 460 нм через композит магнитной жидкости с нанотрубками при приложении внешнего однородного магнитного поля. Были исследованы несколько образцов с нанотрубками при различной ориентации приложенного магнитного поля относительно вектора напряженности электрического поля лазерного излучения. Возникающий поляризационный эффект усиливался с ростом концентрации нанотрубок и величины внешнего магнитного поля.

В [139] глубина модуляции излучения, проходящего через магнитную жидкость, достигла 80%. Магнитное поле в эксперименте приложено вдоль ячейки с магнитной жидкостью. В [140] исследуется влияние приложенного магнитного поля и поляризации света на его поглощение при прохождении через слой магнитной жидкости и показана возможность использования магнитной жидкости в качестве оптического переключателя.

Таким образом, представляет дальнейший интерес разработка новых методов модуляции, одним из которых является модуляция поляризованного оптического излучения, проходящего через магнитную жидкость содержащую, наряду с магнитными наночастицами, нанотрубки при воздействии внешнего магнитного поля.

Проводя анализ всех перечисленных работ, можно установить, что для того чтобы построить модель описания взаимодействия магнитной жидкости, помещенной во внешнее магнитное поле, с СВЧ-излучением, позволяющую увеличить точность при решении прямой задачи по расчету СВЧ-спектра отражения от слоя магнитной жидкости, необходимо учитывать наличие структурных образований и их количественные характеристики, что, в свою очередь, открывает возможность уменьшения погрешности при определении параметров магнитной жидкости в ходе решения соответствующей обратной задачи.

2 ФОРМИРОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУР В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ И ВЛИЯНИЕ АГЛОМЕРАЦИИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА

2.1 Теоретический анализ процесса агломерации магнитной жидкости под действием магнитного поля

Процесс агломерации магнитной жидкости сильно изменяет ее гидродинамические свойства, поэтому знание характеристик этого процесса имеет большое значение при ее практическом использовании.

При приложении внешнего магнитного поля напряженностью H начинается процесс структурообразования – образование нитевидных агломератов из ферромагнитных частиц, и при достижении напряженности порогового поля H_n магнитная жидкость становится средой, состоящей из областей с меньшей и большей концентрацией ферромагнитных частиц. Наличие цепочечных агломератов подтверждают данные электронной микроскопии. При $H > H_n$ появляющийся распад системы на две фазы с различными концентрациями ферромагнитных частиц обусловлен резким увеличением размеров цепочечных агломератов.

Рост цепочечных агломератов определяется двумя факторами. При приближении величины напряженности магнитного поля к пороговому значению H_n магнитные моменты частиц стремятся ориентироваться вдоль вектора H . В силу замкнутости цепочек агломератов образуются участки с «невыгодным» расположением магнитных моментов, что в конечном счете приводит к разрыву цепей. При этом происходит «разрыв» магнитного потока и становится возможным удлинение агломератов за счет присоединения к ним новых частиц. «Разрыв» магнитного потока в основном определяется отношением энергии

внешнего поля $E_H = -mH$ к энергии магнитодипольного взаимодействия $E_m = \frac{m^2}{r^2}$, где $m = M_d d^3$ – магнитный момент ферромагнитной частицы, r – среднее расстояние между частицами в цепи, d – диаметр магнитных частиц, M_d – намагниченность насыщения твердого ферромагнетика. В состав цепочек, наряду с крупными частицами, входят мелкие, наличие которых и определяет минимальную энергию разрыва цепей. Таким образом, из соотношения $E_H \sim E_m$ следует, что напряженность поля H , при котором происходит разрыв цепи:

$$H = M_d \frac{d^3}{r^3}, \quad (2.1)$$

где $d < r$.

Однако, для образования области с большой концентрацией ферромагнитных частиц недостаточно одного факта разрыва цепей. Должно произойти их значительное удлинение, которое возможно только при выполнении условия [48]:

$$\beta > \beta_c, \quad (2.2)$$

здесь β_c – критическое значение β , определяемое напряженностью магнитного поля, $\beta = \lambda m^2 / 8VkT$ – параметр магнитодипольного взаимодействия частиц, где λ – постоянная эффективного магнитного поля, V – объем ферромагнитной частицы магнитной жидкости, T – температура.

Далее при дальнейшем росте величины магнитного поля будет идти процесс наращивания длины агломератов. Число частиц в агломерате можно найти, исходя из равенства химических потенциалов, отражающего равновесие двух систем – свободных частиц и цепи. Определить значение порогового магнитного поля, т.е. величины напряженности поля, при котором начинается рост агломератов, можно следующим образом. Среднее число частиц в цепи определяется температурой, величиной внешнего поля, размерами частиц и не изменяется, если $kT \approx E_m + M_d d^3 H$, где E_m – энергия магнитодипольного

взаимодействия, приходящаяся на одну частицу (изменение энергии цепи при отрыве одной частицы):

$$E_m \approx M_d d^3 \left(\sum_{n=1}^N \frac{1}{n^2} - \sum_{n=1}^{N-1} \frac{1}{n^2} \right) \approx M_d d^3 \frac{1}{N^3}, \quad (2.3)$$

где N – число частиц в агломерате. Отсюда

$$N \approx \left(\frac{M_d d^2}{kT - M_d d^2 H} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.4)$$

Из данного выражения видно, что при

$$H = \frac{kT}{M_d d^3} \quad (2.5)$$

число ферромагнитных частиц в агломератах растет, причем в этот процесс вовлекаются даже очень мелкие частицы. Таким образом, исследование поведения объема магнитной жидкости в магнитном поле позволяет построить достаточно простую модель, описывающую процесс образования и роста агломератов.

В [141, 142] исследовались периодические структуры с повышенной концентрацией ферромагнитных частиц при приложении магнитного поля, перпендикулярного к плоским слоям магнитной жидкости. Согласно теории, их образование обусловлено потерей термодинамической устойчивости однородного состояния магнитной жидкости в поле. Характер таких периодических структур зависит от сил магнитнодипольного отталкивания включений и поверхностного натяжения их границ.

При рассмотрении изменения свободной энергии плоского слоя магнитной жидкости при возникновении периодических вдоль границ слоя вариаций концентрации частиц можно говорить о следующем. В уравнении свободной энергии необходимо учитывать члены, зависящие от градиентов концентрации частиц, которые определяют поверхностное натяжение границ раздела фаз. В

этом случае свободная энергия пространственно однородного состояния магнитной жидкости, определяемая в рамках модели среднего действующего поля, имеет следующий вид [143]:

$$f(n) = nf_0(T) + kTn \ln \frac{nV_0}{1-nV_0} - kTn \ln \frac{sh\xi}{\xi} + \frac{1}{2} \lambda n^2 m^2 L^2(\xi), \quad (2.6)$$

где n – концентрация ферромагнитных частиц, $V_0=4V$, $L(\xi)$ – функция Ланжевена, ξ – ланжевенский аргумент. На основе данного соотношения может быть получено уравнение состояния для химического потенциала частиц $\varphi = \left(\frac{\partial f}{\partial n} \right)_{T,H}$:

$$\varphi = f_0(T) + kTn \ln \frac{nV_0}{1-nV_0} + \frac{kT}{1-nV_0} - kT \ln \frac{sh\xi}{\xi} + \lambda n m^2 L^2(\xi). \quad (2.7)$$

Граница области термодинамической устойчивости слоя магнитной жидкости относительно пространственного расслоения определяется уравнением:

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_{T,H} = 0. \quad (2.8)$$

Подобная неустойчивость имеет место, если параметр магнитодипольного взаимодействия β больше β_c .

В [48] из уравнений:

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_{T,H} = \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial n^2} \right)_{T,H} = 0$$

определялось значение критического параметра магнитодипольного взаимодействия β_c . Было получено, что при больших значениях ξ параметр $\beta_c=4,7$.

Проводя дифференцирование (2.8) с учетом условия возникновения неустойчивости определяем значение напряженности порогового магнитного поля, при котором возникает образование и рост агломератов ферромагнитных частиц плоского слоя магнитной жидкости:

$$H_n = \frac{T}{M_d d^3} \frac{2kTn\beta_c(1-4nV)^2}{2kTn\beta_c(1-4nV)^2 - 1}. \quad (2.9)$$

Данное выражение имеет характер, подобный выражению (2.5) для напряженности порогового магнитного поля структурообразования в объеме магнитной жидкости ($M_d=3800$ Гс, $\varphi =0,25$, $d=10$ нм). На рис.2.1 приведены зависимости пороговых полей для тонкого слоя (кривая 1) и для объема (кривая 2) магнитной жидкости от температуры, характеризующие ее фазовое состояние. Из рисунка 2.1 видно, что к тонкому слою необходимо прикладывать магнитное поле с большим значением напряженности для того, чтобы в нем начался процесс образования агломератов ферромагнитных частиц. Это можно объяснить тем, что магнитное поле, приложенное к тонкому слою магнитной жидкости перпендикулярно границе раздела, приводит к ферромагнитному упорядочению ферромагнитных частиц в виде гексагональной решетки, для чего необходима более высокая энергия, чем в объеме, где упорядочение такого типа не наблюдается.

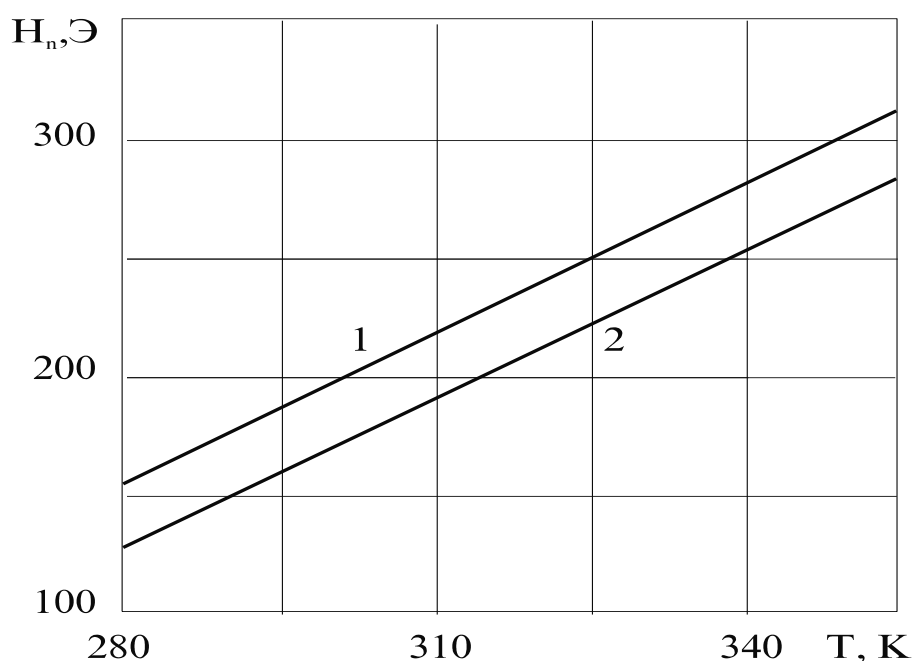


Рисунок 2.1 Теоретическая зависимость величины порогового магнитного поля структурообразования тонкого слоя (прямая 1) и объема магнитной жидкости (прямая 2) от температуры [48]

В [144] рассмотрено образование различных структур – от агломератов в виде цепочек и колец до многоцепочечных и многокольцевых цилиндров – в

магнитной жидкости на основе керосина с магнетитовыми частицами во внешнем приложенном магнитном поле.

В [145] теоретически исследуется процесс агломерации в магнитной жидкости, имеющей микронные феррочастицы. Отмечено, что при агломерации феррочастиц магнитной жидкости, между ними остается определенное расстояние, приблизительно равное диаметру микронных ферромагнитных частиц, не зависящее от напряженности внешнего приложенного магнитного поля.

2.2 Экспериментальное исследование динамики агломерации ферромагнитных частиц в магнитной жидкости при изменении магнитного поля

Для исследования агломерации ферромагнитных частиц в магнитной жидкости, необходимо иметь сведения о размере и форме агломератов, а также объемной доле твердой фазы в магнитной жидкости. Однако теоретические методы анализа не позволяют описать процессы структурообразования вследствие того, что, в зависимости от размера агломератов ферромагнитных частиц в магнитной жидкости, их форма может сильно отличаться [80].

Процесс образования агломератов исследовался экспериментально оптическими методами. В [11] исследовался тонкий слой (~20 мкм) магнитной жидкости, магнитное поле направлялось перпендикулярно плоскости образца. С использованием данных, полученных с оптического микроскопа, были получены фазовые диаграммы состояний магнитной жидкости в магнитном поле при различных температурах (рис.2.2). В ходе анализа экспериментальных данных выяснилось, что магнитным жидкостям во внешних приложенных магнитных полях свойственны четыре качественно различных фазовых состояния. Переход из одного состояния в другое определяется значением напряженности магнитного поля. Первый переход (кривая 1) соответствует образованию в почти однородной

жидкости макроструктур – доменов. Второй (кривая 2) – это переход к упорядоченному состоянию с фиксированным числом доменов (гексагональная решетка). Третий переход (кривая 3) – слияние доменов – область с повышенной концентрацией частиц. Причем, значения характерных полей зависят от температуры.

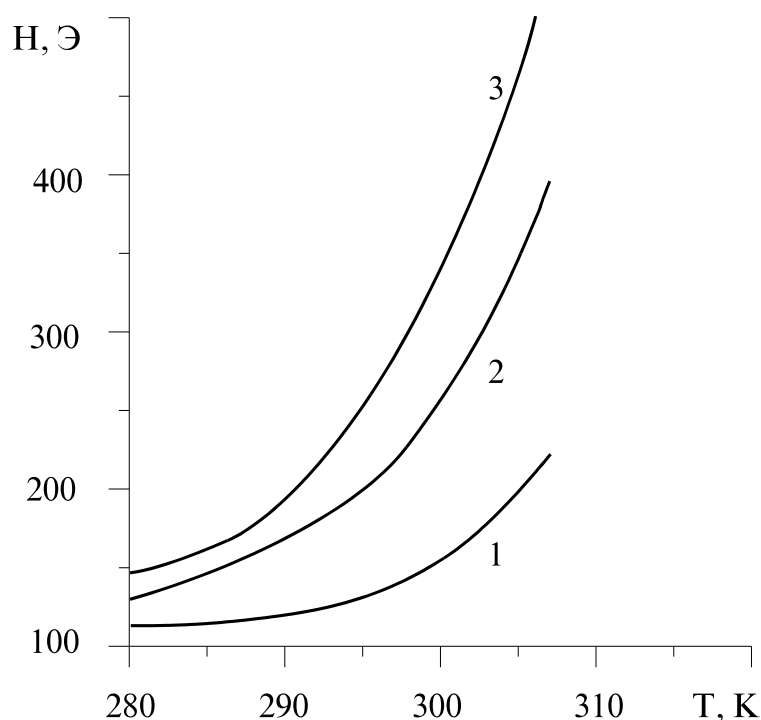


Рисунок 2.2 Фазовая диаграмма состояний магнитной жидкости в магнитном поле при различных температурах [11]

Большое количество оптических эффектов наблюдается в слоях магнитной жидкости при условии параллельности вектора магнитного поля плоскости исследуемого образца. В этом случае, при увеличении напряженности магнитного поля агломераты ферромагнитных частиц вначале принимают сигарообразную форму. Затем, при некотором значении порогового поля они сильно удлиняются.

Авторами [12] изучалась агломерация частиц магнитной жидкости по анизотропному светорассеянию. Была экспериментально определена зависимость относительной интенсивности рассеянного света I/I_0 (I_0 – интенсивность падающего света), прошедшего через тонкий слой магнитной жидкости, от

величины приложенного к ней магнитного поля (рис.2.3). Показан пороговый характер интенсивности рассеяния света, прошедшего через тонкий слой магнитной жидкости, от величины напряженности магнитного поля.

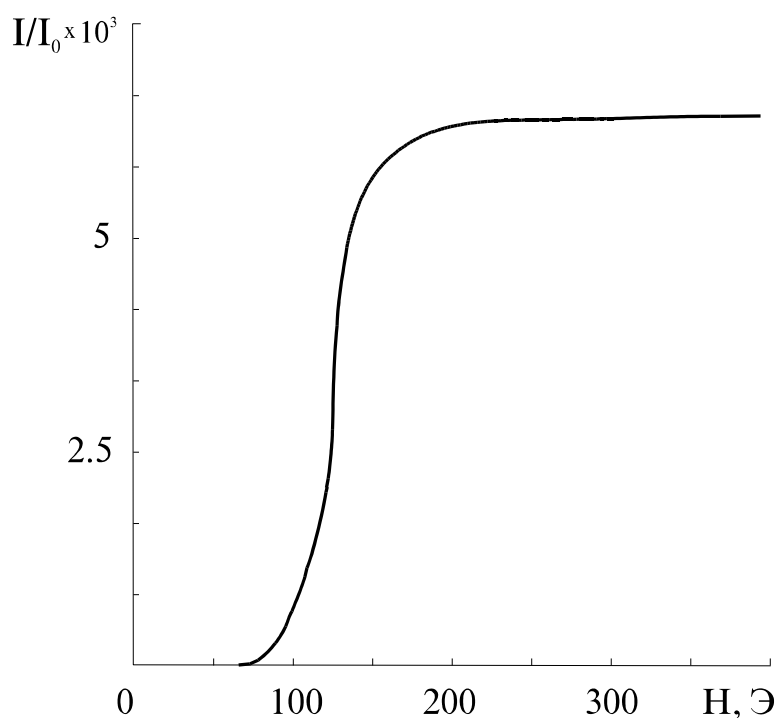


Рисунок 2.3 Зависимость относительной интенсивности рассеянного света, прошедшего через тонкий слой магнитной жидкости, от величины напряженности магнитного поля [12]

В [17] приведены результаты визуализации агломератов в ультразвуковом диапазоне частот в объеме магнитной жидкости на основе воды, магнетитовые частицы которой имели микронные размеры. С ростом величины магнитного поля авторами наблюдалось появление агломератов сигарообразного вида, вытянутых вдоль направления приложенного поля, и их дальнейший рост с увеличением магнитного поля. На рис.2.4 представлена структура агломератов магнитной жидкости в магнитном поле с индукцией 150 мТл. Авторам удалось зафиксировать размеры агломератов от десятков микрон до нескольких миллиметров.

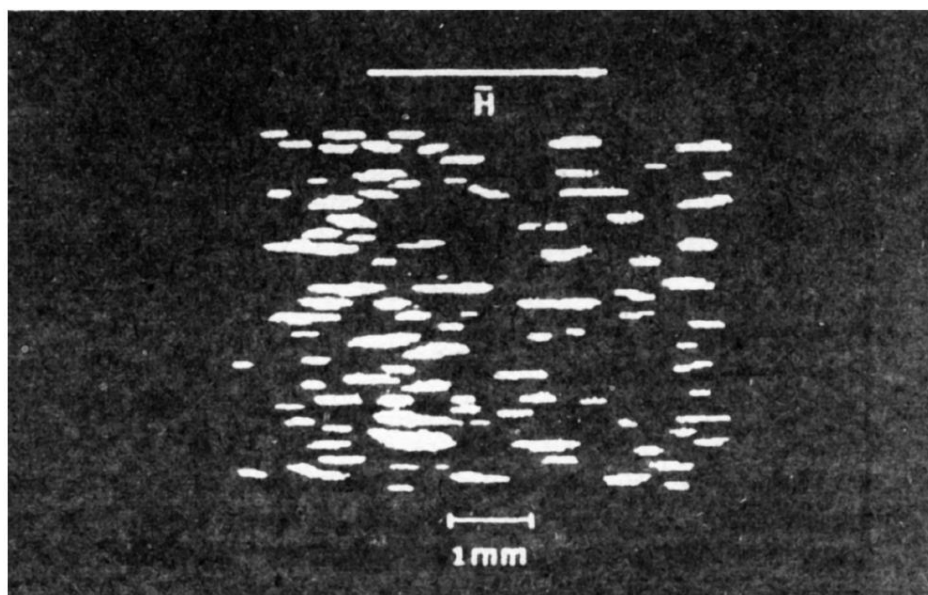


Рисунок 2.4 Изображение агломератов частиц магнитной жидкости в магнитном поле с индукцией 150 мТ [17]

При исследовании процесса структурообразования магнитной жидкости получена кривая зависимости магнитного поля H_g , при котором размер агломератов частиц магнитной жидкости достигал 100 мкм, от температуры магнитной жидкости (кривая 1) (рис.2.5).

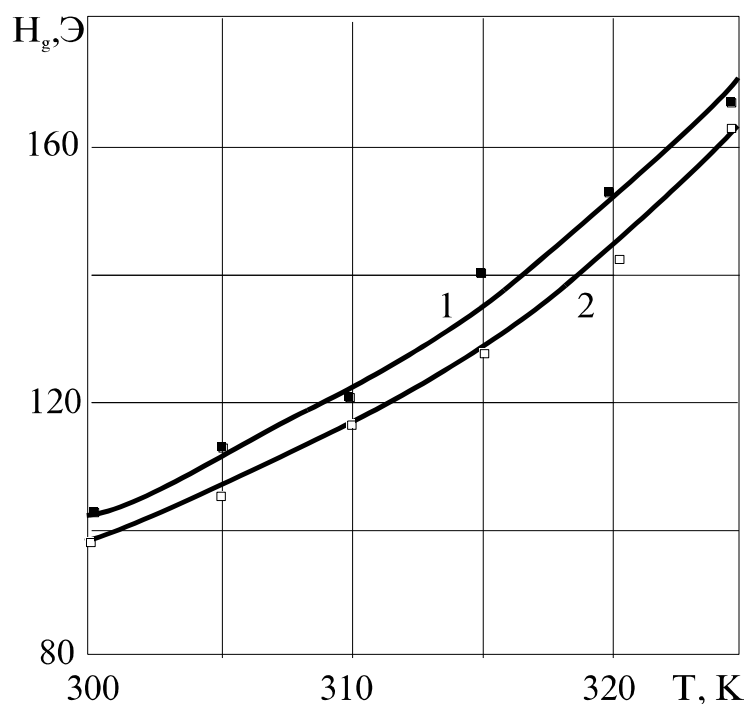


Рисунок 2.5 Экспериментальная зависимость величины магнитного поля H_g от температуры для тонкого слоя (кривая 1) и объема (кривая 2) магнитной жидкости [17]

Исследование отличий процессов структурообразования в объеме и тонком слое магнитной жидкости показало, что при ориентации приложенного магнитного поля вдоль границы раздела магнитной жидкости с подложкой, значения пороговых полей структурообразования в тонком слое, меньше чем в объеме магнитной жидкости, что может свидетельствовать об отличии свойств магнитной жидкости в приповерхностном слое и объеме.

В [146] исследованы пороговые поля, при которых резко уменьшалась интенсивность прошедшего света через магнитную жидкость. Выявлено 5 пороговых магнитных полей: первое поле характеризуется образованием коротких агломератов из наночастиц магнитной жидкости, второе – боковым объединением агломератов между собой, третье и последующие – двойной боковой агломерацией. Авторами также было отмечено, что процесс наращивания агломератов зависит от времени.

В [18] исследованы пороговые поля образования агломератов магнитной жидкости на основе воды и суспензии магнитной жидкости с добавлением латексных сфер и проиллюстрирован процесс агломерации в магнитной жидкости при увеличении значения индукции магнитного поля до 1100 Гс от нанометровых агломератов ферромагнитных наночастиц до агломератов, размеры которых совпадают с шириной подложки и выяснено, что добавление немагнитных латексных сфер приводит к существенному уменьшению значений пороговых полей.

В [147] описан процесс структурообразования магнитной жидкости при перпендикулярном приложенном магнитном поле и обнаружены пороговые магнитные поля, при которых структура магнитной жидкости из монодисперсной превращается в упорядоченную гексагональную структуру первого и второго уровней. Отмечается, что при увеличении значения индукции магнитного поля длины агломератов увеличиваются не сразу, а сначала увеличивается расстояние между ними.

В [148] исследовался процесс структурообразования в тонких пленках магнитных жидкостей. Выяснено, что при параллельном приложенном внешнем магнитном поле с индукцией 120 Э, образовывались упорядоченные квазипериодические цепи и показана зависимость длин образующихся агломератов от времени.

Для изучения характера динамики длин агломератов наночастиц магнитной жидкости при изменении величины индукции приложенного магнитного поля в настоящей работе [39, 40] исследовалась магнитная жидкость, представляющая собой однородную взвесь однодоменных частиц магнетита в керосине с диаметром феррочастиц $d = 5 \div 10$ нм, стабилизированных олеиновой кислотой, и объемной долей твердой фазы $\varphi = 0,1$. Средний диаметр ферромагнитных частиц составил $\sim 5,5$ нм. Значение этого параметра было определено по температурной зависимости СВЧ-спектра отражения, описанной в [29].

Диспергированные частицы в магнитных жидкостях, имеющие размеры порядка нескольких нанометров, неразличимы средствами оптической микроскопии, т.к. они гораздо меньше длины волны видимого излучения. Размеры агломератов ферромагнитных наночастиц, образующихся при помещении магнитной жидкости во внешнее магнитное поле, могут быть на 2–3 порядка выше, вследствие чего представляется возможным визуальное наблюдение динамики их образования с помощью оптического микроскопа при соответствующем увеличении. Подобные размеры агломератов диспергированных частиц в магнитных жидкостях имеют большую величину и дают возможность проследить динамику роста таких структурных образований.

Фрагмент изображения структуры магнитной жидкости, используемой нами в экспериментальной части работы, представлена на рис.2.6. Снимок получен при помощи атомно–силового микроскопа Agilent 5600LS, диаметр частиц варьируется от 3 нм до 10 нм.

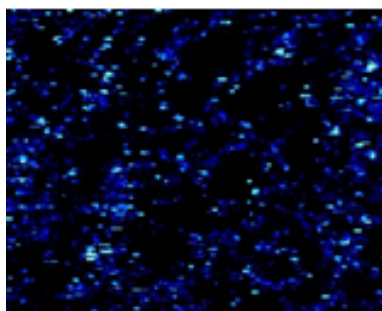


Рисунок 2.6 Фрагмент изображения структуры магнитной жидкости на АСМ Agilent 5600LS

При комнатной температуре тонкий слой магнитной жидкости, нанесенный на стеклянную подложку, помещался на предметный стол оптического микроскопа между полюсами двух постоянных магнитов в область однородного магнитного поля с индукцией 0,02 Тл (рис. 2.7).

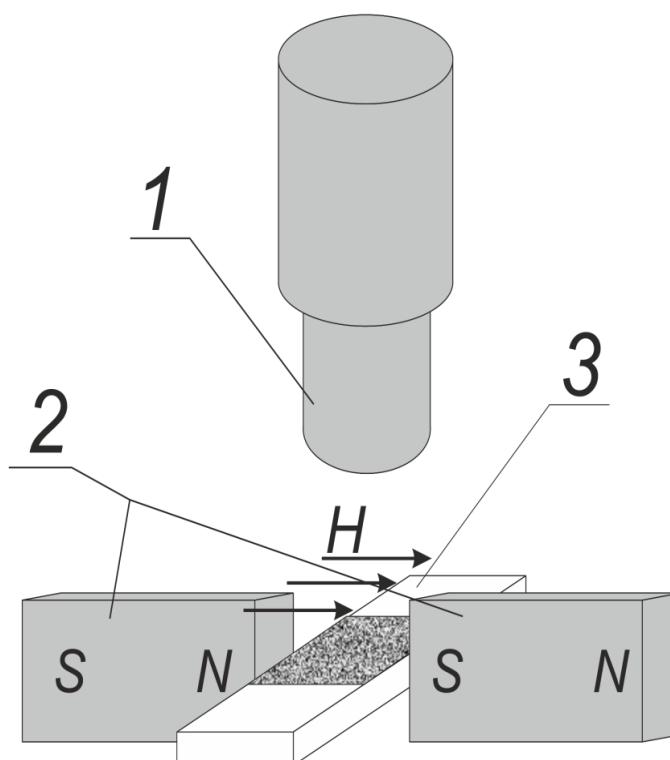


Рисунок 2.7 Схема экспериментальной установки: 1 — оптический микроскоп HIROX KH-7700, 2 — постоянные магниты, 3 — магнитная жидкость, нанесенная на стеклянную подложку

При воздействии магнитного поля ферромагнитные наночастицы выстраивались вдоль силовых линий магнитного поля, образуя серию нитевидных агломератов (рис. 2.8).

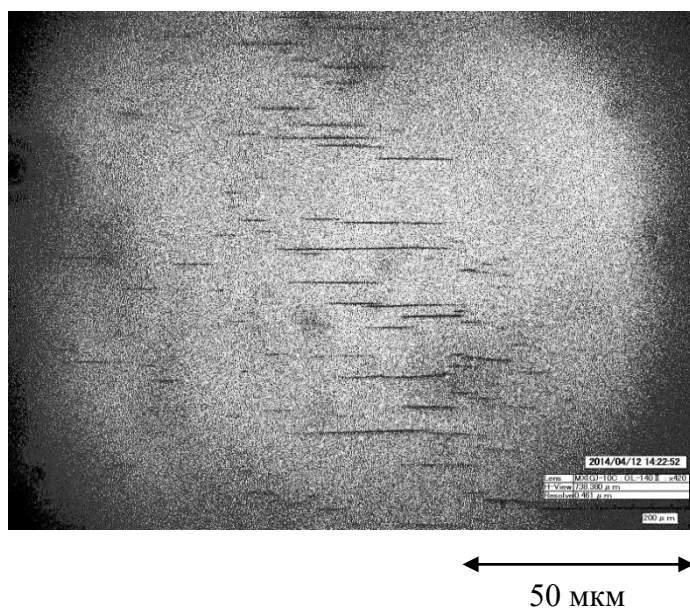


Рисунок 2.8 Фотография фрагмента тонкого слоя магнитной жидкости при приложении магнитного поля с индукцией 0,02 Тл с использованием оптического микроскопа HIROX KH-7700

Фотографии магнитной жидкости, полученные с использованием оптического микроскопа HIROX KH-7700, подвергались гранулометрическому анализу для определения длин и соответствующих концентраций агломератов (рис. 2.9).



Рисунок 2.9 Обработанный в программном пакете Gwyddion фрагмент тонкого слоя магнитной жидкости при приложении магнитного поля с индукцией 0,02 Тл

Найденные таким образом длины агломератов в тонком слое магнитной жидкости лежали в интервале от 13 до 97 мкм (рис. 2.10) со средним значением 36,14 мкм при значении индукции магнитного поля 0,02 Тл.

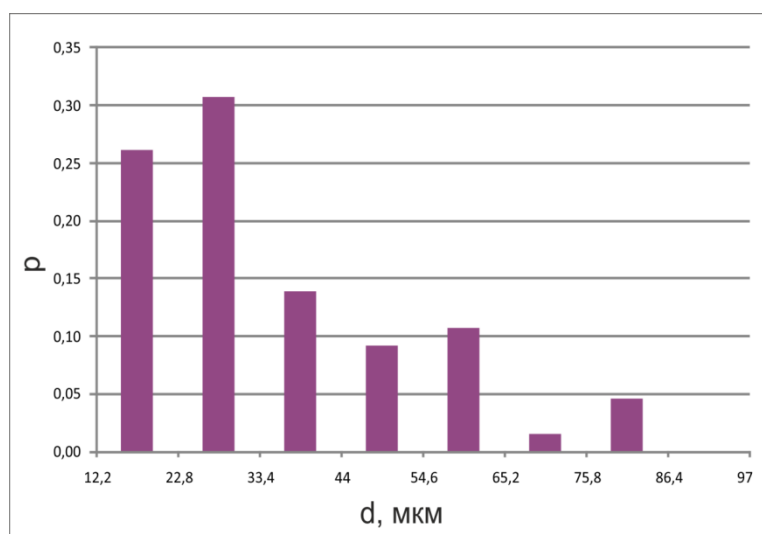


Рисунок 2.10 Статистическое распределение длин агломератов при величине индукции магнитного поля 0,02 Тл для тонкого слоя магнитной жидкости

Было проведено измерение размеров агломератов после высушивания слоя магнитной жидкости на основе керосина объемом 0,1мл, размещённого на площади 1 см². Для получения количественных характеристик агломератов в высушенном слое магнитной жидкости, при значениях индукции магнитного поля

в диапазоне от 2,5 мТл до 1,2 Тл, была использована установка, состоящая из двух катушек Гельмгольца (рис. 2.11).

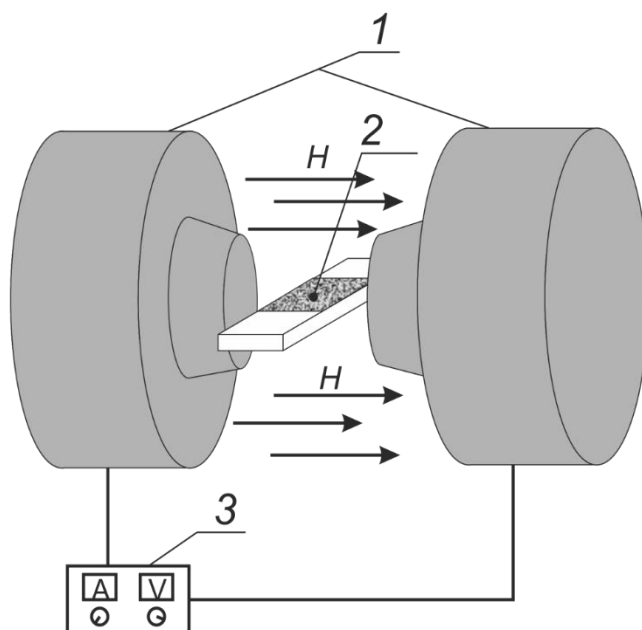
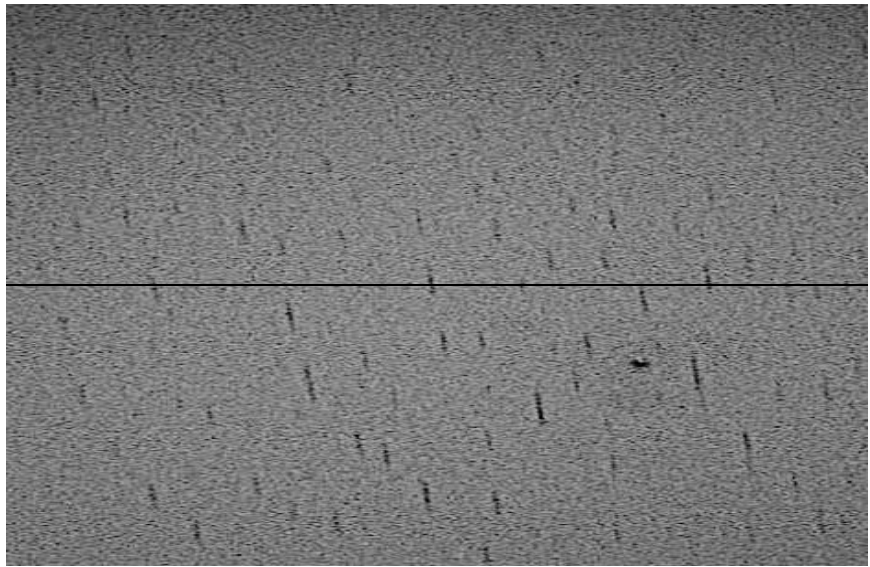


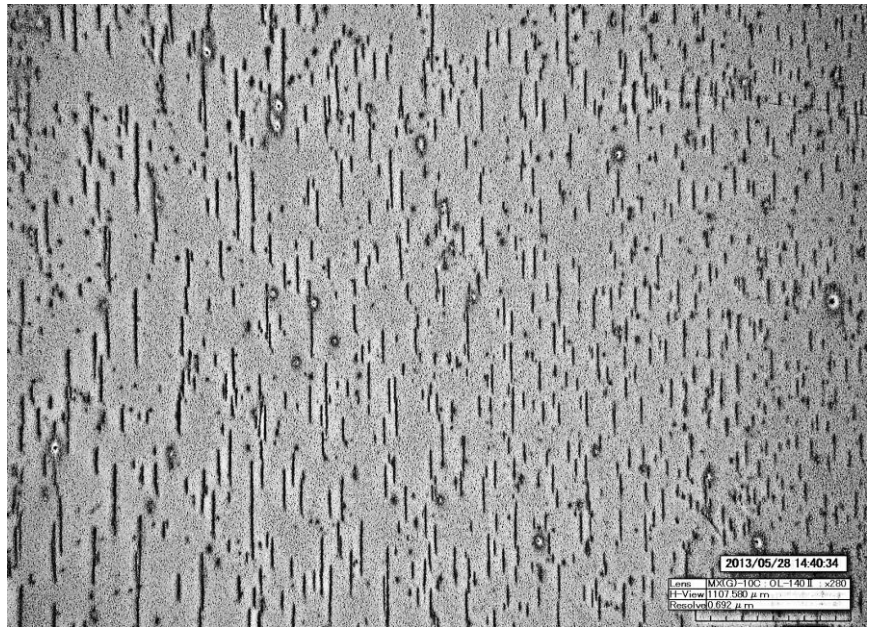
Рисунок 2.11 Схема экспериментальной установки: 1 — катушки электромагнита, 2 — магнитная жидкость, нанесенная на стеклянную подложку, 3 — блок питания электромагнита

При комнатной температуре слой магнитной жидкости, нанесенный на стеклянную подложку, располагался между полюсами электромагнита в области создаваемого при пропускании тока через его катушки однородного магнитного поля. Для лучшей возможности визуализации и фиксации агломератов слой магнитной жидкости высушивался под действием поля, и исследование размеров агломератов ферромагнитных наночастиц в нем осуществлялось с помощью оптического микроскопа. На рис. 2.12 представлены фотографии высушенных слоев магнитной жидкости при приложении магнитного поля с индукцией 0,02 Тл; 0,05 Тл; 0,1 Тл; 0,13 Тл, полученные с использованием оптического микроскопа HIROX KH-7700.



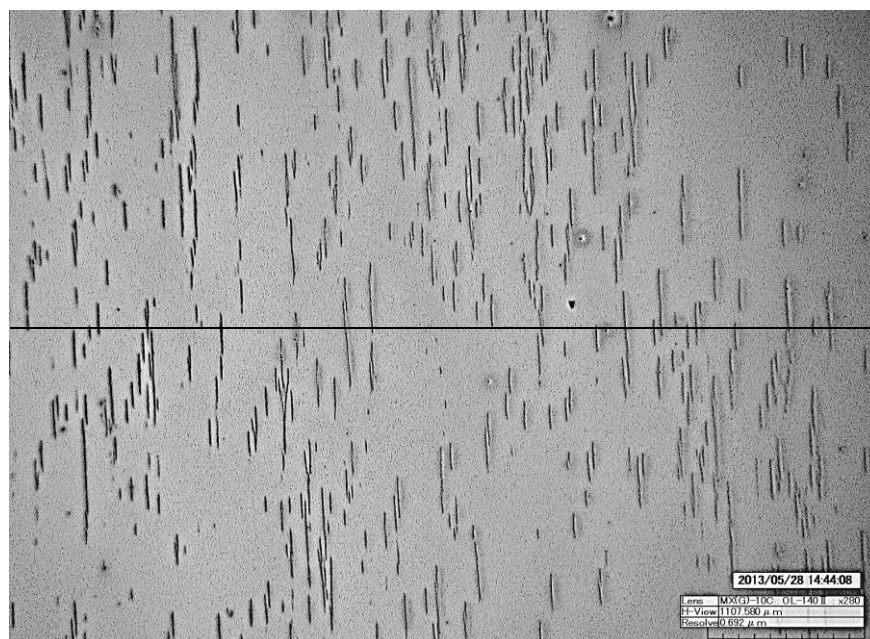
50MKM

a)



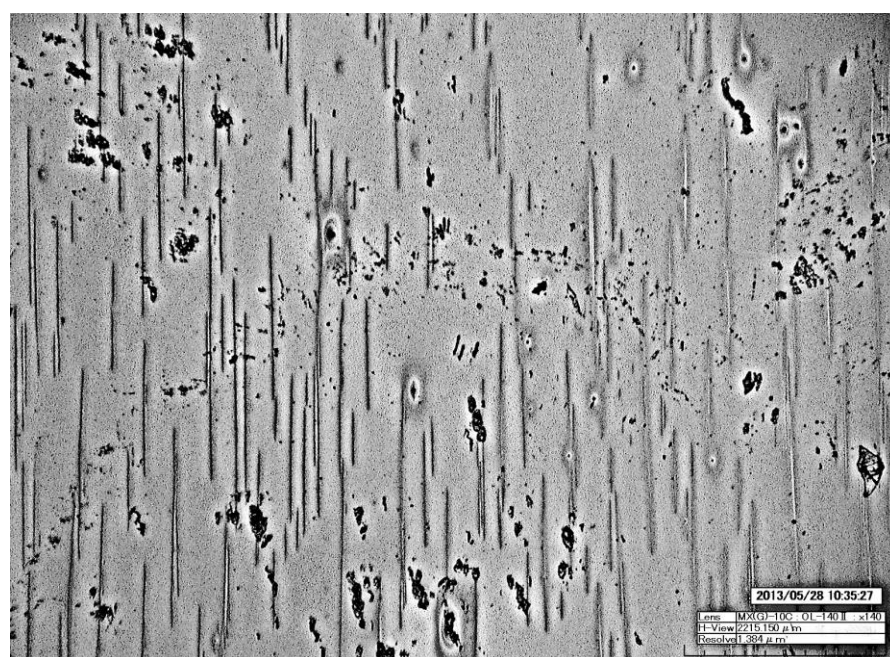
50 MKM

б)



↔
50 мкм

б)



↔
100 мкм

г)

Рисунок 2.12 Фотографии фрагментов высушенного слоя магнитной жидкости при приложении магнитного поля с индукцией: а) 0,02 Тл; б) 0,05 Тл; в) 0,1 Тл; г) 0,13 Тл с использованием оптического микроскопа HIROX KH-7700

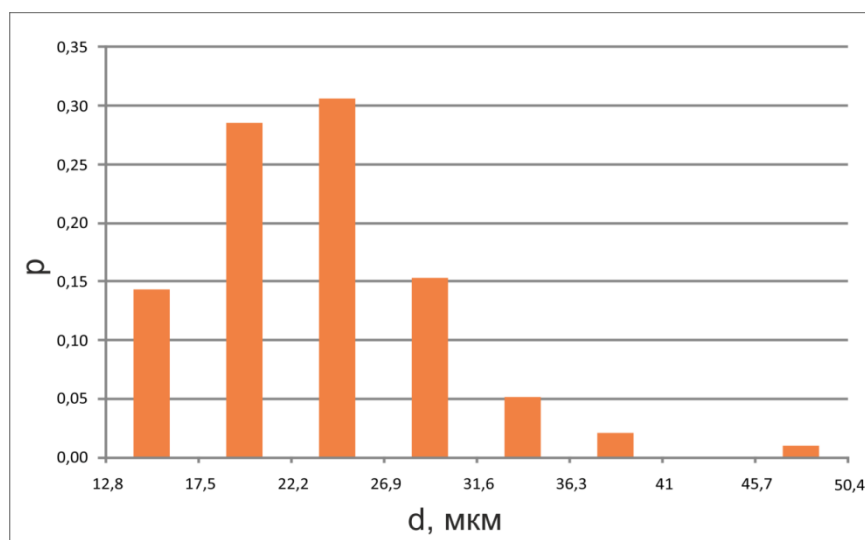


Рисунок 2.14 Статистическое распределение длин агломератов ферромагнитных наночастиц в высушенном тонком слое магнитной жидкости при величине индукцией магнитного поля 0,02 Тл

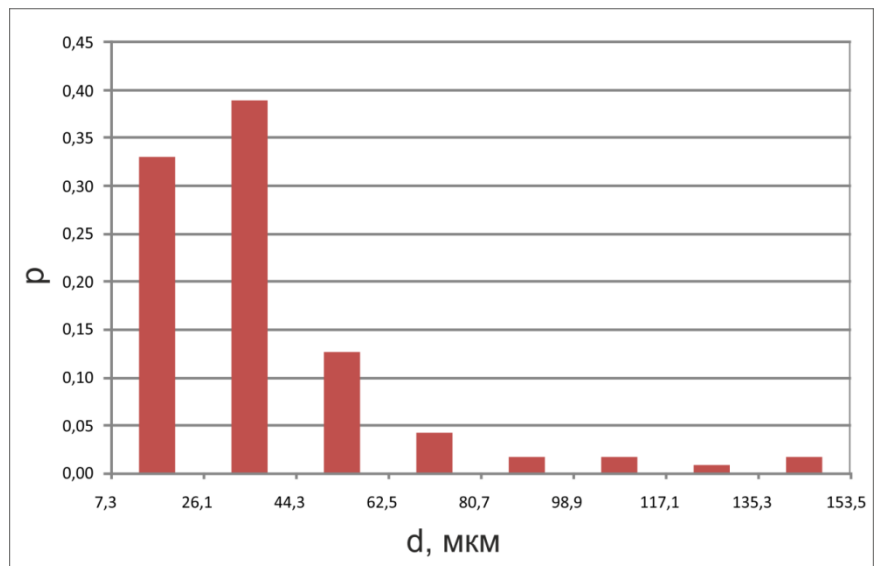
Дисперсия длин агломератов рассчитывается по формуле:

$$D(X) = M\{(X - M(X))^2\},$$

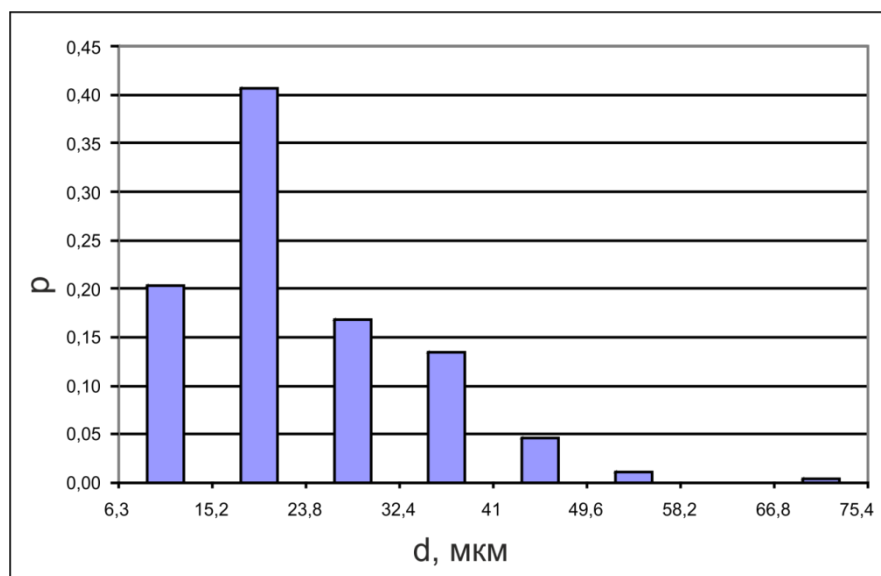
где M – математическое ожидание длины агломератов, X – длина агломератов.

Дисперсия длин агломератов составила $0,4 \text{ мкм}^2$ для тонкого и $0,04 \text{ мкм}^2$ для высушенного тонкого слоя при величине индукции магнитного поля 0,02 Тл.

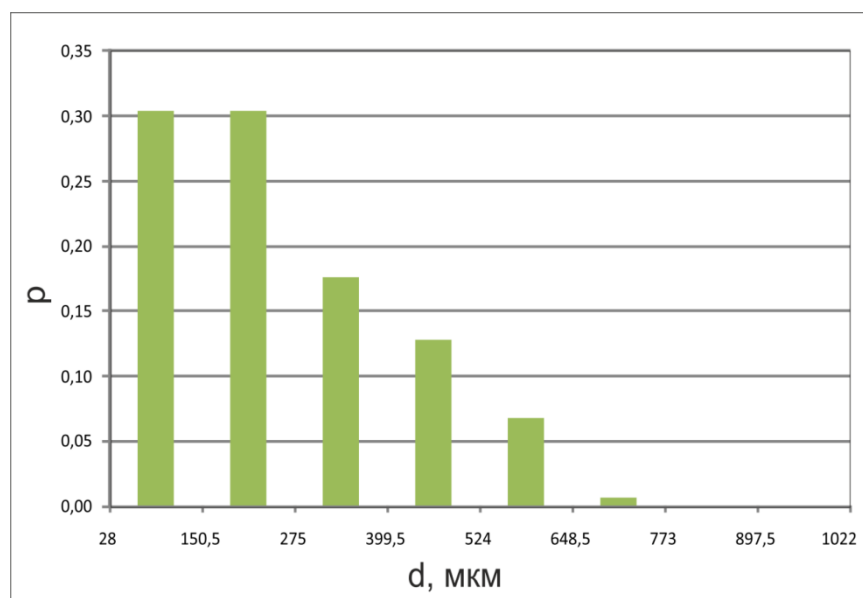
Для статистической обработки длин агломератов ферромагнитных наночастиц, диапазоны длин были разбиты на восемь интервалов, и подсчитано распределение длин в каждом интервале. На рис. 2.15 представлены графики статистического распределения длин агломератов магнитной жидкости для образцов высушенных тонких слоев магнитной жидкости, изготовленных при различных значениях магнитного поля (0,05, 0,1 и 0,13 Тл соответственно).



a)



б)



в)

Рисунок 2.15 Статистическое распределение длин агломератов ферромагнитных наночастиц от величины магнитного поля при величине индукции магнитного поля: а) 0,05 Тл; б) 0,1 Тл; в) 0,13 Тл в высушенном слое исследуемой магнитной жидкости

В поле с индукцией 0,13 Тл длина агломератов варьируется от 55 до 500 мкм, с индукцией 0,1 Тл – от 15 до 80 мкм, в поле с индукцией 0,05 Тл – от 10 до 50 мкм. Средние значения длин соответственно составили 248,0 мкм (0,13 Тл); 38,1 мкм (0,1 Тл); 23,7 мкм (0,05 Тл). При этом агломераты имеют форму вытянутых цепочек и распределяются неоднородно по всей поверхности слоя. Дисперсия в каждом случае составила 0,6; 0,1; 28,2, соответственно для 0,05, 0,1 и 0,13 Тл. Приведенные данные получены в результате усреднения результатов серии экспериментов, включающих в себя приготовление не менее 10 образцов для каждого значения индукции магнитного поля.

В результате измерений были определены пороговые значения индукции магнитного поля: 2,5 мТл — значение индукции магнитного поля, при котором появлялась возможность наблюдать нитевидные агломераты ферромагнитных наночастиц в магнитной жидкости средствами оптической микроскопии, средние значения длин которых составили 5 мкм; 0,1 Тл — значение индукции магнитного поля, при котором наблюдалось резкое увеличение среднего значения длин

агломератов; 0,13 Тл — значение индукции магнитного поля, при котором длины агломератов практически не изменялись.

На рис. 2.16 приведена зависимость длин агломератов ферромагнитных наночастиц от величины магнитного поля в высушенном тонком слое исследуемой магнитной жидкости на основе керосина объемом 0,1мл.

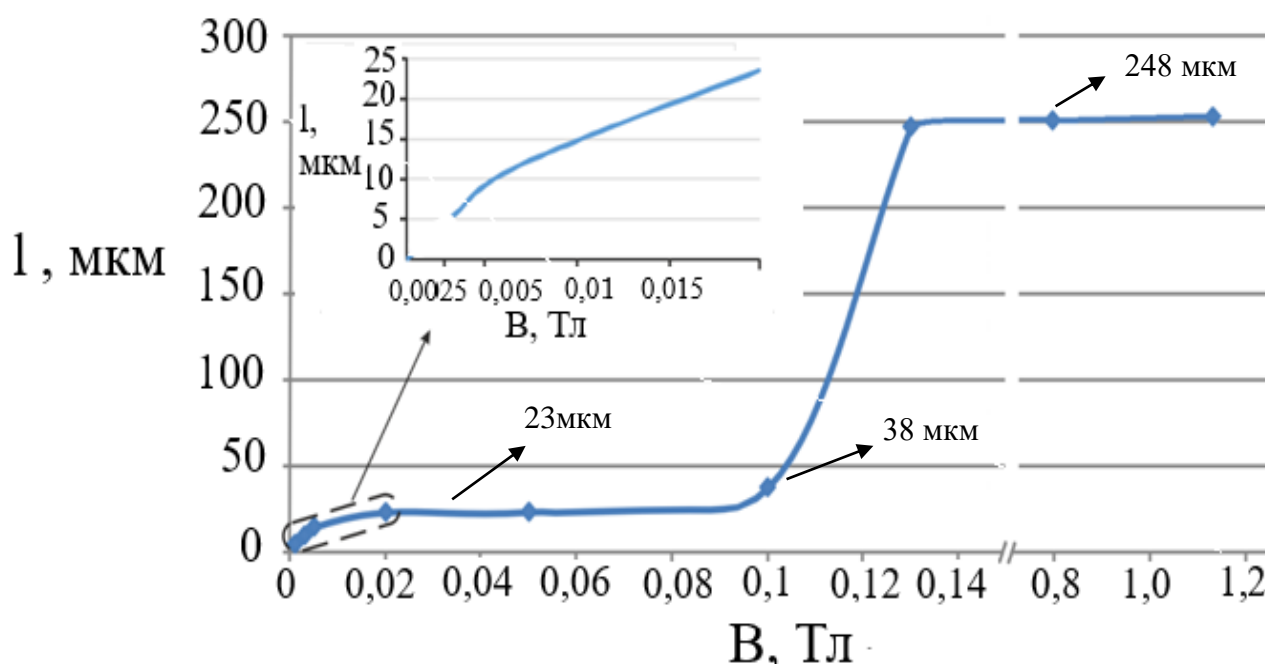


Рисунок 2.16 Зависимость длин агломератов ферромагнитных наночастиц в высушенном слое исследуемой магнитной жидкости от величины индукции магнитного поля от 0 до 1,2 Тл

На вставке к рисунку видно, что при достижении порогового значения индукции магнитного поля 2,5 мТл среднее значение длин агломератов частиц с диаметром $d=5\div 10$ нм в магнитной жидкости составляло 5 мкм, и они становились различимыми в оптический микроскоп с разрешающей способностью порядка 1 мкм. При дальнейшем увеличении поля размеры агломератов магнитной жидкости в тонкой пленке увеличивались, и их концентрация изменялась с $4,3\cdot 10^2$ до $10,0\cdot 10^2$ мм⁻³, причем средняя длина агломератов почти не изменялась вследствие того, что при значениях магнитной индукции выше 0,02 Тл подавляющее большинство частиц уже приняло участие в процессе агломерации. Кривая становилась полой, что можно объяснить ростом магнитнодипольного взаимодействия при сближении с соседними доменами. При

превышении значения индукции магнитного поля 0,1 Тл происходило резкое увеличение длин агломератов, что сопровождалось значительным уменьшением их количества, концентрация агломератов уменьшалась до $0,5 \cdot 10^2 \text{ мм}^{-3}$ ввиду того, что отдельные агломераты объединялись друг с другом: при увеличении магнитного поля соседние агломераты сближались до критических расстояний и полного объединения.

Из рис. 2.16, согласно результатам гранулометрического анализа, следует, что в диапазоне значений индукции магнитного поля от 0,13 до 1,2 Тл, средние значения длин агломератов практически не изменялись.

Процесс объединения агломератов ферромагнитных наночастиц под действием магнитного поля иллюстрируется рис. 2.17 в виде покадровой съемки при различных значениях времени.

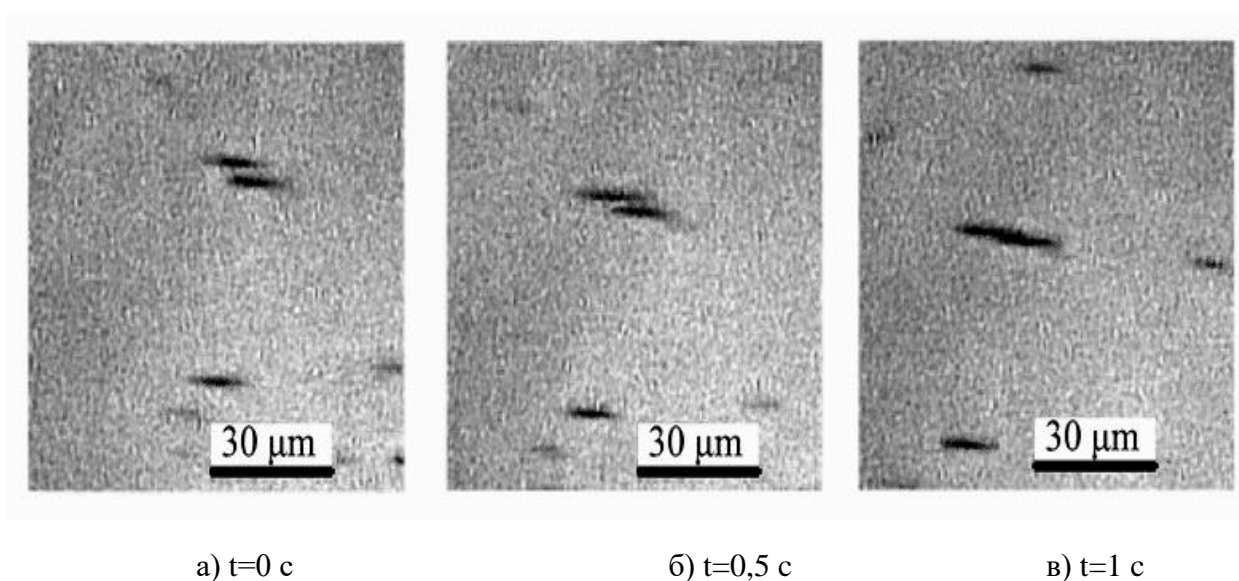


Рисунок 2.17 Покадровая съемка образования агломератов ферромагнитных наночастиц в тонком слое исследуемой магнитной жидкости при увеличении индукции магнитного поля до 0,1 Тл при различных значениях времени

Таким образом, было установлено, что процессы агломерации магнитных наночастиц в тонком и высушенном слое магнитной жидкости под действием магнитного поля существенно зависят от его величины. Были определены три

пороговые величины индукции магнитного поля для магнитной жидкости на основе керосина с диаметром феррочастиц $d = 5 \div 10$ нм, стабилизированных олеиновой кислотой, объемной долей твердой фазы $\varphi = 0,1$.

С ростом магнитной индукции в диапазоне от 0 до 0,02 Тл однодоменные ферромагнитные наночастицы объединяются в агломераты микронных размеров. При значениях индукции магнитного поля больших 0,02 Тл вплоть до значения индукции магнитного поля 0,1 Тл наблюдалось увеличение числа агломератов при неизменности их средней длины. Дальнейшее увеличение величины индукции магнитного поля приводило к резкому росту размеров агломератов ферромагнитных наночастиц за счет объединения агломератов с меньшими размерами. При превышении значения индукции магнитного поля 0,13 Тл размеры агломератов практически перестали изменяться.

Первое плато на зависимости средней длины агломератов от величины индукции внешнего магнитного (рис. 2.16) поля можно объяснить тем, что броуновское движение ферромагнитных наночастиц препятствовало образованию агломератов, среднее значение длин которых превышает 38 мкм, при значениях индукции магнитного поля меньших 0,1 Тл.

При значениях индукции магнитного поля, больших 0,1 Тл, возрастают силы магнитодипольного взаимодействия между агломератами ферромагнитных наночастиц, что приводит к резкому росту размеров агломератов ферромагнитных наночастиц до 248 мкм за счет объединения агломератов с меньшими размерами.

2.3 Экспериментальное исследование зависимости коэффициента отражения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона при изменении приложенного магнитного поля

Диапазон значений магнитных полей, при которых необходимо учитывать пространственное распределение агломератов магнитных частиц, а также их геометрические размеры, представляет интерес ввиду необходимости проведения измерения зависимости коэффициента отражения электромагнитного излучения при соблюдении условий максимальной чувствительности спектров отражения СВЧ-излучения в диапазоне частот 27–34 ГГц от величины индукции внешнего магнитного поля.

Экспериментальные исследования зависимости коэффициента отражения электромагнитного излучения, взаимодействующего с магнитной жидкостью, при различных значениях индукции магнитного поля проводились на установке, схема которой приведена на рис.2.18. СВЧ-излучение от панорамного измерителя КСВН Р2-65(ГКЧ) 1 направлялось на исследуемую магнитную жидкость, заполняющую поперечное сечение волноводного тракта 2 (7,2×3,4 мм) длиной 7 см. Магнитная жидкость удерживалась в волноводном тракте с помощью диэлектрической вставки из фторопласта, толщиной 20 мм. Толщина слоя магнитной жидкости выбиралась из условия реализации отражения электромагнитной волны в основном от передней (примыкающей к слою диэлектрика) границы магнитной жидкости. Отрезок волновода с магнитной жидкостью помещался между полюсами электромагнита 3. Отраженное от магнитной жидкости СВЧ-излучение направлялось на панорамный измеритель КСВН и ослабления Я2Р-67 4 и регистрировалось компьютером 5.

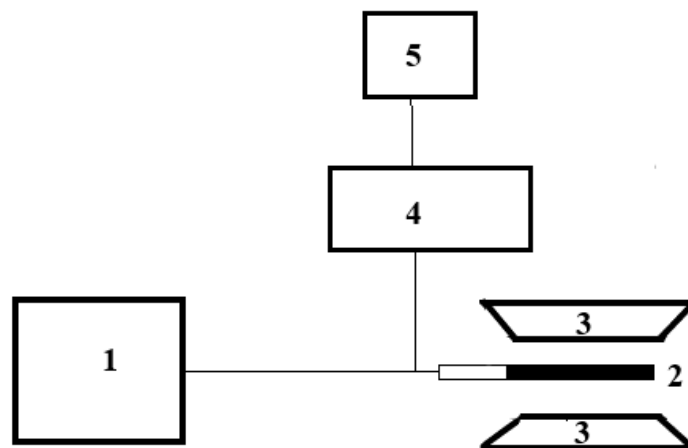


Рисунок 2.18 Схема установки для измерения зависимости коэффициента отражения СВЧ-излучения от приложенного магнитного поля: 1 – СВЧ-генератор (измеритель КСВН), 2 – волноводный тракт, 3 – электромагнит, 4 – панорамный измеритель КСВН, 5 – компьютер

На рис. 2.19 представлены АЧХ коэффициентов отражения R электромагнитного излучения 8-ми миллиметрового диапазона длин волн от полубесконечного слоя магнитной жидкости, ограниченного диэлектрической вставкой, в волноводе при различных значениях индукции внешнего магнитного поля.

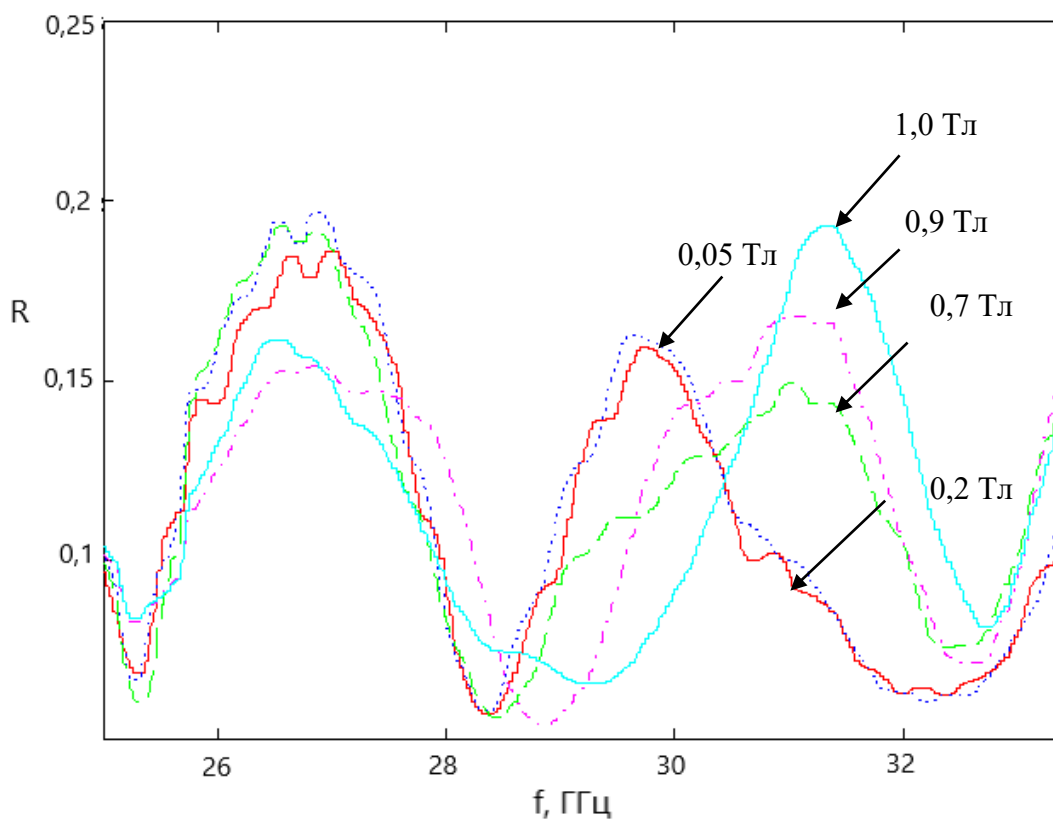
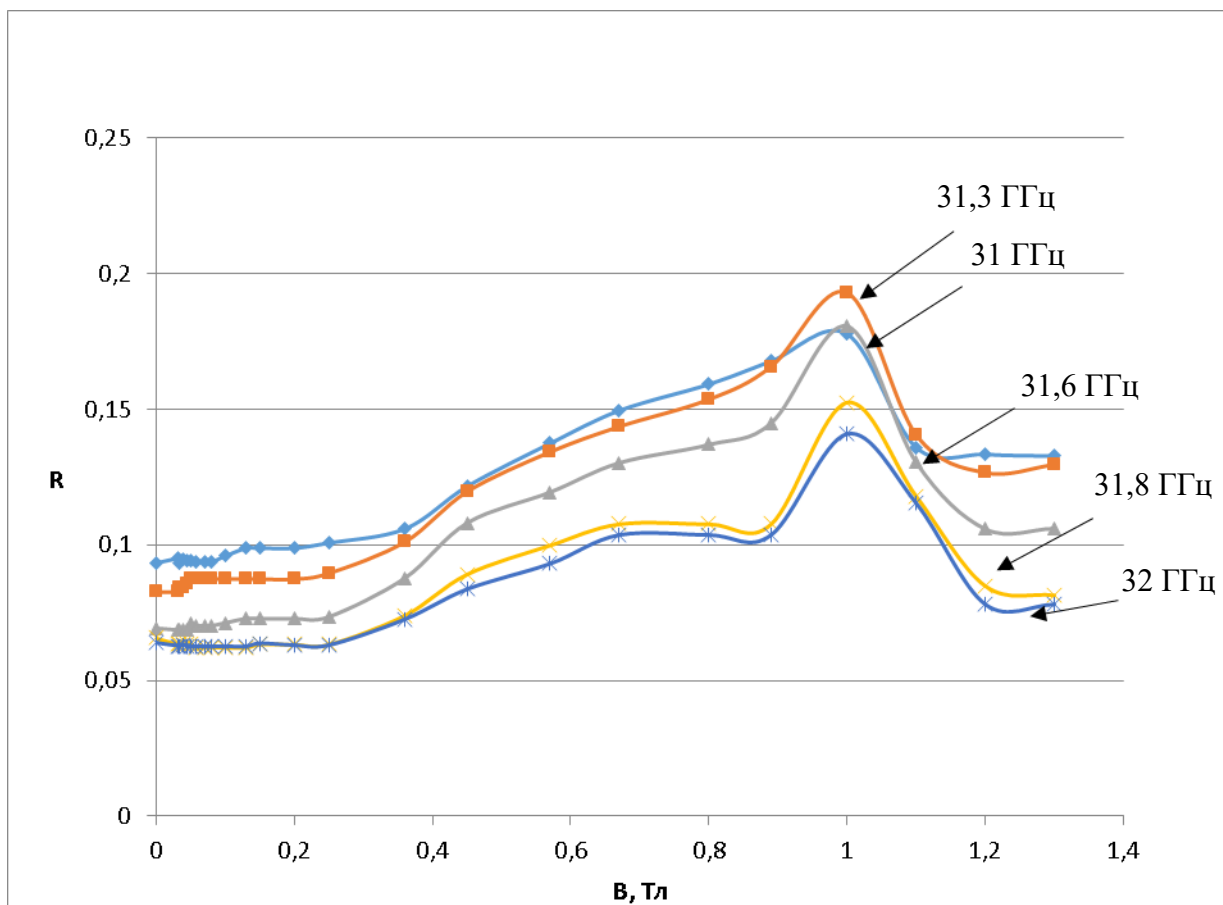


Рисунок 2.19 АЧХ коэффициентов отражения электромагнитного излучения 8-ми миллиметрового диапазона длин волн от слоя магнитной жидкости, ограниченного диэлектрической вставкой, при различных значениях индукции внешнего магнитного поля

Как следует из результатов измерений АЧХ, существенное изменение коэффициента отражения при изменении магнитного поля, приложенного к магнитной жидкости, наблюдается при индукции магнитного, превышающей 0,2 Тл.

Зависимости коэффициента отражения электромагнитного излучения 8-ми миллиметрового диапазона длин волн от полубесконечного слоя магнитной жидкости, ограниченного диэлектрической вставкой, от величины индукции магнитного поля на различных частотах зондирующего электромагнитного излучения представлены на рис.2.20 а, б.



a)

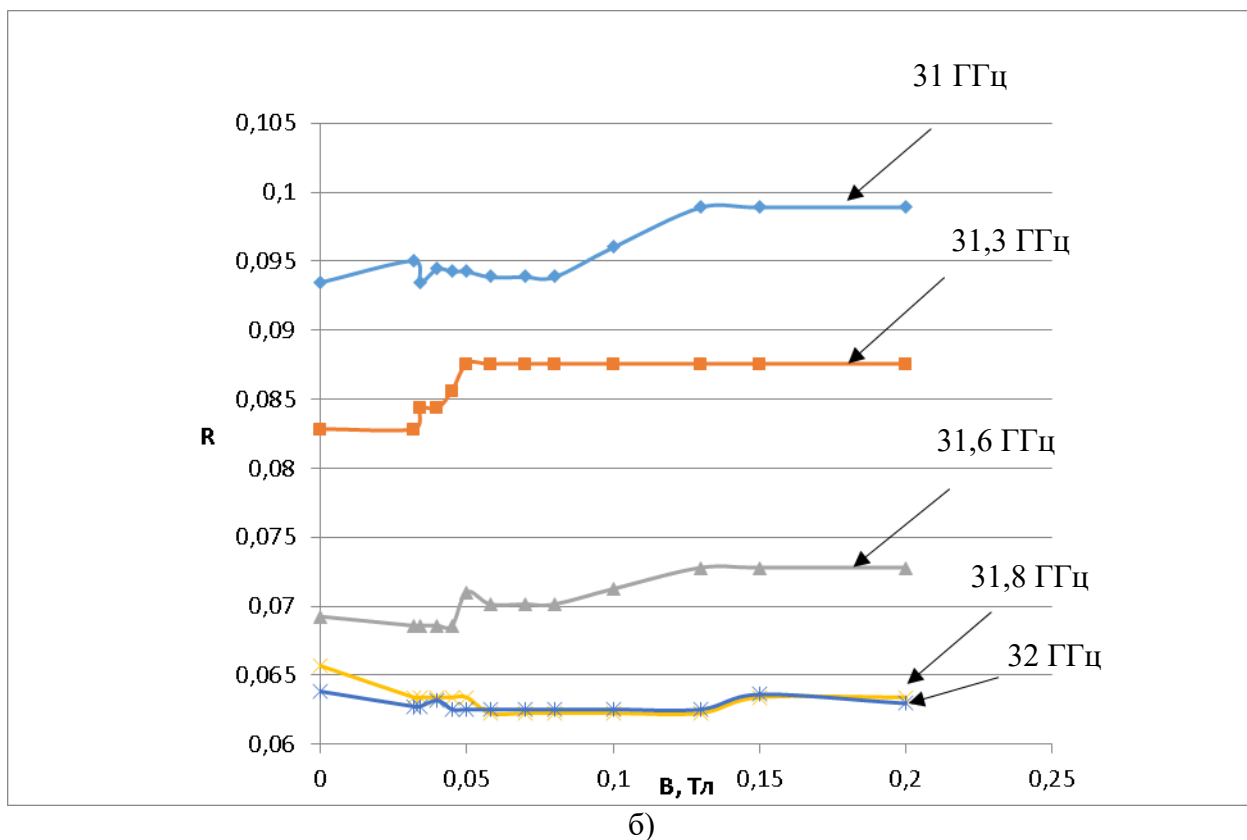


Рис.2.20 Зависимость коэффициента отражения электромагнитного излучения 8-ми миллиметрового диапазона длин волн от слоя магнитной жидкости, ограниченного диэлектрической вставкой, от величины индукции магнитного поля на различных частотах зондирующего электромагнитного излучения: а) до 1,3 Тл; б) до 0,2 Тл

Из анализа полученных экспериментальных сделан вывод, что зависимость коэффициента отражения электромагнитного излучения сверхвысокочастотного диапазона, взаимодействующего с магнитной жидкостью, от величины приложенного магнитного поля, носит пороговый характер. При этом величина порогового магнитного поля превышает величину 0,2 Тл, при которой агломераты магнитной жидкости достигают предельных размеров. Дальнейшее значительное изменение коэффициента отражения с ростом магнитного поля обусловлено изменением намагниченности агломератов ферромагнитных наночастиц.

Таким образом, установлено, что процессы структурообразования в исследуемой магнитной жидкости под действием внешнего магнитного поля, приводящие к возникновению агломератов ферромагнитных наночастиц и изменению намагниченности магнитной жидкости, носят пороговый характер.

При этом зависимость коэффициента отражения электромагнитного излучения сверхвысокочастотного диапазона, взаимодействующего с такой магнитной жидкостью, от величины приложенного магнитного поля, также носит пороговый характер, что обусловлено изменением размеров агломератов, образованных наноразмерными магнетитовыми частицами магнитной жидкости на основе керосина под воздействием приложенного магнитного поля с индукцией до 1,2 Тл, их концентрацией, ориентацией относительно компонент электромагнитной волны и величиной намагниченности агломератов ферромагнитных наночастиц.

3 ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВОЙСТВ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ И ПАРАМЕТРОВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРА ОТРАЖЕНИЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С УЧЕТОМ ОБРАЗОВАННЫХ АГЛОМЕРАТОВ

В СВЧ-технике и твердотельной электронике широко распространены согласованные волноводные элементы с продольным ферритовым включением. Во многих устройствах используются поперечно намагниченная ферритовая пластинка в прямоугольном и продольно намагниченный цилиндр – в круглом волноводе.

В настоящее время известны решения нескольких задач, в которых рассматривается поле в прямоугольном, коаксиальном и цилиндрическом волноводах с ферритовым слоем с вариациями направлений постоянного магнитного поля относительно продольной оси волновода (либо одной из его стенок). Ввиду большого разнообразия задач рассматриваемого типа и значительных трудностей на пути строгого решения каждой из них, в [149] приведен универсальный приближенный метод решения вышепоставленных задач методом теории возмущений. Автором приведено обобщение на случай произвольного направления постоянного магнитного поля. Разработанный метод стал универсальным и точным при условии, что гиротропное включение сравнительно мало [150]. Когда поперечные размеры образующихся структур из наночастиц малы по сравнению с размерами поперечного сечения волновода и также малы их продольные размеры, то при расчете характеристик распространения волны можно пользоваться теорией возмущения.

Рассмотрим волны типа H , распространяющиеся в волноводе, внутри которого между $Z=0$ и $Z=d$ расположена возмущающая поле магнитная жидкость, ограниченная прозрачными вставками. В общем случае типы волн в возмущенной и невозмущенной областях различны и образуют бесконечные ряды типов волн,

возбуждаемых на обеих границах. Однако, если вносимое магнитной жидкостью возмущение поля волны основного типа мало, то можно пренебречь влиянием высших типов волн. В этом случае коэффициент передачи волны основного типа H_{10} определяется уравнением [151]:

$$\frac{E_{\text{прош}}}{E_{\text{над}}} = \frac{4\gamma_{\text{невоз}}\gamma_1}{(\gamma_{\text{невоз}} + \gamma_1)^2 e^{\gamma_1 d} - (\gamma_1 - \gamma_{\text{невоз}})^2 e^{-\gamma_1 d}} = e^{(A + j\varphi)}, \quad (3.1)$$

где $E_{\text{прош}}$, $E_{\text{над}}$ – векторы напряженности электрического поля E СВЧ-волны, $\gamma_1 = \alpha + j\beta_2$ и $\gamma_{\text{невоз}} = j\beta_1$ – постоянные распространения волны основного типа в возмущенной и невозмущенной среде, соответственно.

Под невозмущенной средой в данной работе будем понимать магнитную жидкость с уменьшенной объемной долей твердой фазы ϕ (т.к. часть твердой фазы магнетита содержится в образовавшихся агломератах), а под возмущенной – агломераты ферромагнитных наночастиц, которые образуются в магнитной жидкости при приложении магнитного поля, как описано нами в [39, 40].

Уравнение (3.1) можно решить, например, методом итерационной интерполяции. С помощью заданных измеренных значений A , φ , $\beta_1 d$ вычисляются $\beta_2 d$ и $\alpha_2 d$ [152].

3.1 Математическая модель взаимодействия СВЧ-излучения с формирующимися в магнитном поле агломератами ферромагнитных наночастиц, входящими в состав магнитной жидкости, заполняющей поперечное сечение волновода

Взаимодействие электромагнитного излучения в СВЧ-диапазоне с ферромагнитными наночастицами, входящими в состав магнитной жидкости, описывается теорией динамического намагничивания однодоменной частицы во внутреннем поле анизотропии и внешнем намагничивающем поле [91, 123]. Это экспериментально подтверждено в [31], где рассмотрено влияние температуры на спектры отражения электромагнитной волны СВЧ-излучения от магнитной жидкости и наблюдается неполное согласование между экспериментом и

теоретическим расчетом. Однако в [31] не учитывалось влияние образующихся под действием магнитного поля агломератов ферромагнитных наночастиц. Учет наличия агломератов должен приводить к более точному теоретическому описанию взаимодействия электромагнитной волны СВЧ-диапазона с рассматриваемой магнитной средой, лучшему совпадению с экспериментом и, соответственно, к увеличению точности определения ее параметров [29, 30].

Наилучшее согласование с экспериментом решения прямой задачи по определению характеристик отражения СВЧ-излучения, отраженного от слоя магнитной жидкости, помещенной в прямоугольный волновод, наблюдалось при значениях индукции внешнего магнитного поля порядка 1 Тл [29, 31, 32], т.к. при данном значении наблюдается наибольшая чувствительность спектра отражения СВЧ-излучения в используемом в работе диапазоне частот (27-34 ГГц) излучения к изменению величины индукции магнитного поля.

Строгий электродинамический расчет параметров структуры, состоящей из магнитной жидкости и агломератов ферромагнитных частиц, довольно затруднителен в связи с тем, что решение уравнений, описывающих характеристики электромагнитной волны, распространяющейся в волноводе, заполненном магнитной жидкостью, возможно только численными методами, при этом решение приходится искать в комплексной плоскости.

Правомерность использования обычно применяемого «одномодового» приближения [41] в рассматриваемом нами случае может быть вполне обоснованной вследствие малости размеров агломератов ферромагнитных наночастиц по сравнению с длиной волны электромагнитного излучения в СВЧ-диапазоне и размерами волновода. Обоснованием использования такого приближенного метода можно считать также согласование результатов расчета и эксперимента.

Учитывая вышесказанное, можно построить модель описания особенностей взаимодействия СВЧ-излучения с ферромагнитными наночастицами, входящими

в состав магнитной жидкости, помещенной во внешнее магнитное поле, позволяющую увеличить точность при решении прямой задачи по расчету СВЧ-спектра отражения, что в свою очередь открывает возможность уменьшения погрешности при определении свойств магнитной жидкости и параметров ферромагнитных наночастиц в ходе решения соответствующей обратной задачи.

3.1.1 Методика проведения эксперимента по определению параметров магнитной жидкости по частотной зависимости спектра отражения СВЧ-излучения с учетом агломератов при нескольких значениях температур

Для измерения коэффициента отражения электромагнитного излучения в СВЧ-диапазоне нами применялся мостовой метод [31, 32]. На рис. 3.1 представлена схема радиоинтерференционной установки с использованием двойного волноводного тройника.

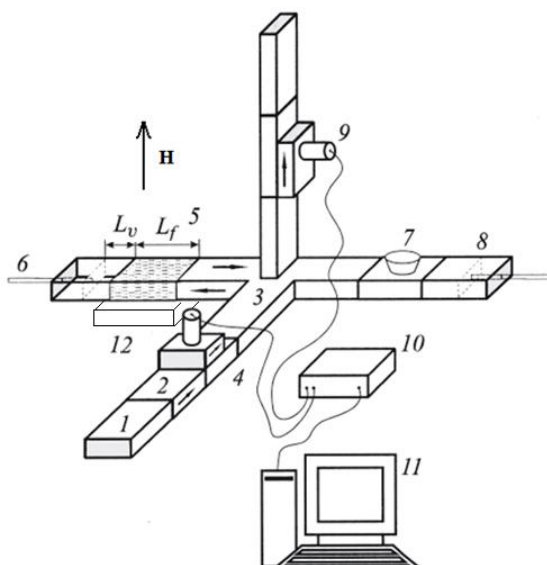


Рисунок 3.1 Схема установки для эксперимента по исследованию частотной зависимости коэффициента отражения электромагнитного излучения в СВЧ-диапазоне от слоя магнитной жидкости (1– СВЧ-генератор, 2 – вентиль, 3 – двойной волноводный тройник, 4, 9 – полупроводниковый СВЧ-диод, 5 – магнитная жидкость, 6, 8 – короткозамыкающие поршни, 7 – аттенюатор, 10 –АЦП, 11 – ПК, 12 – кювета с жидким азотом) [31, 32]

Источником сигнала служил СВЧ-генератор качающейся частоты 8–мм диапазона (P2-65(ГКЧ)) 1, включенный через вентиль 2 в Н–плечо двойного

волноводного тройника 3. Мощность сигнала, поступающего в Н–плечо тройника, контролировалась с помощью полупроводникового СВЧ-диода 4, установленного в этом плече. В результате интерференции волн, отраженных от нагрузки в опорном плече и от слоя магнитной жидкости 5 в измерительном плече, помещенной между двумя тонкими, «прозрачными» для электромагнитного излучения в СВЧ-диапазоне диэлектрическими прокладками, препятствующими растеканию магнитной жидкости по волноводу, в Е–плече двойного волноводного тройника формируется разностный СВЧ-сигнал. Для регулировки фаз и значений амплитуды интерферирующих сигналов в опорном и измерительном плечах двойного волноводного тройника расположены подвижные короткозамыкающие поршни 6, 8 и аттенюатор 7. Сигнал, протестированный с помощью СВЧ-диода 9, расположенного в Е–плече волноводного тройника, поступал через аналого–цифровой преобразователь 10 в компьютер 11, где сравнивался с сигналом, поступающим с СВЧ-диода 4. Созданная таким образом резонансная интерференционная система позволяет обеспечить чувствительность, достаточную для регистрации информационного сигнала. Охлаждение производилось путем помещения плеча волновода в емкость с жидким азотом 12.

Амплитуда высокочастотного тока I_0 , возбуждаемого в Е-плече волноводного тройника в результате интерференции волн, отраженных от нагрузки в опорном плече и от измеряемого объекта, определяется амплитудами токов I_1 и I_2 , наводимых в нагрузке Е-плеча отраженными волнами, и разностью длин ΔL измерительного и опорного плеч [153]:

$$I_0 = \sqrt{I_1^2 + I_2^2 + 2I_1I_2 \cos(\pi + \omega\tau)}, \quad (3.2)$$

где $\tau = 2\Delta L/u$ — время задержки электромагнитной волны в измерительном плече, u — скорость распространения волны в пустом волноводе, ω — частота сигнала. Начальный сдвиг фаз π соответствует минимуму ответвления энергии в Е-плечо тройника при равенстве длин измерительного и опорного плеч.

Полупроводниковый детектор с вольтамперной характеристикой вида

$$I = I_s \left(\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right), \quad (3.3)$$

установленный в E -плече двойного волноводного тройника, позволяет регистрировать протектированный сигнал, величина которого при малых уровнях СВЧ-мощности определяется выражением

$$I_D = \frac{I_0^2}{2I_s} = \frac{1}{2I_s} (I_1^2 + I_2^2 + 2I_1 I_2 \cos(\pi + \omega\tau)), \quad (3.4)$$

где $I_1 = \sqrt{|R|^2 2P_1 I_s q/kT}$, $I_2 = \sqrt{2P_2 I_s q/kT}$, I_s – ток насыщения обратно смещенного диода, U – мгновенное значение напряжения на диоде, k – постоянная Больцмана, T – температура, q – заряд электрона, P_1 и P_2 – мощности, поступающие в измерительное плечо, содержащее магнитную жидкость, и в опорное плечо, R – коэффициент отражения электромагнитной волны от слоя магнитной жидкости.

Нами были измерены частотные зависимости коэффициента отражения от слоя магнитной жидкости при приложении магнитного поля с индукцией 1,15 Тл при температуре 253 К и 293 К. Температура контролировалась термопарой. Изотермичность образца обеспечивалась коротким временем измерения спектра (80 мс). Использование при решении обратной задачи зависимостей спектра отраженного излучения СВЧ-диапазона $R(\omega)$ при различных температурах по сравнению с $R(\omega)$, измеренного при одной фиксированной температуре, позволяет более точно и за меньшее количество итераций определять параметры магнитной жидкости. Толщина слоя магнитной жидкости L_f составляла 5 мм, расстояние до короткозамыкающего поршня $L_v = 175$ мм. Источником однородного магнитного поля служил электромагнит на основе катушек Гельмгольца.

3.1.2 Методика теоретического расчета

Расчет параметров магнитной жидкости производится в ходе решения обратной задачи. При решении находились такие значения параметров, при которых функция невязки S становится минимальной

$$S(d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l) = \sum_{i=1}^n (R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l) - R_{exp}(\omega_i))^2, \quad (3.5)$$

$$R = \frac{\gamma_0^2 sh(\gamma L_f)(1 + e^{-2\gamma_0 L_v}) - 2\gamma\gamma_0 ch(\gamma L_f)e^{-2\gamma_0 L_v} - \gamma^2 sh(\gamma L_f)(1 - e^{-2\gamma_0 L_v})}{\gamma^2 sh(\gamma L_f)(1 + e^{-2\gamma_0 L_v}) + 2\gamma\gamma_0 ch(\gamma L_f) + \gamma^2 sh(\gamma L_f)(1 - e^{-2\gamma_0 L_v})}, \quad (3.6)$$

где γ_0 – постоянная распространения СВЧ-волны в пустой части волновода, γ – постоянная распространения на участке волновода, полностью заполненном магнитной жидкостью, R_{exp} – экспериментальные значения (n шт.) коэффициента отражения для различных частот ω_i , R – теоретически рассчитанный коэффициент отражения от слоя магнитной жидкости L_f для различных частот ω_i , $d, \varphi, \varepsilon, tg\delta$ – средний диаметр магнетитовых частиц, объемная доля твердой фазы, диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь магнитной жидкости, соответственно, l – эффективная длина агломератов, n – количество экспериментальных значений. Вывод соотношения (3.6) рассмотрен в [31].

Нахождение минимума функции невязки (3.5) сводится к решению следующей системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial \varphi} &= 2 \sum_{I=1}^N (R(\omega_I, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l) - R_{exp}(\omega)) \frac{\partial R(\omega_I, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l)}{\partial \varphi} = 0, \\ \frac{\partial S}{\partial d} &= 2 \sum_{I=1}^N (R(\omega_I, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l) - R_{exp}(\omega)) \frac{\partial R(\omega_I, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l)}{\partial d} = 0, \\ \frac{\partial S}{\partial \varepsilon} &= 2 \sum_{I=1}^N (R(\omega_I, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l) - R_{exp}(\omega)) \frac{\partial R(\omega_I, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l)}{\partial \varepsilon} = 0, \\ \frac{\partial S}{\partial (tg\delta)} &= 2 \sum_{I=1}^N (R(\omega_I, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l) - R_{exp}(\omega)) \frac{\partial R(\omega_I, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l)}{\partial (tg\delta)} = 0. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Для расчета коэффициента отражения R с использованием выражения (3.6) определяется постоянная распространения $\gamma = \gamma_{эфф}$ на участке волновода, полностью заполненном магнитной жидкостью, содержащей агломераты ферромагнитных наночастиц.

Для учета распределения агломератов ферромагнитных наночастиц вдоль волновода будем рассматривать эквивалентную структуру слоя (длиной L_f) магнитной жидкости с агломератами, вид которой приведен на рис. 3.2.

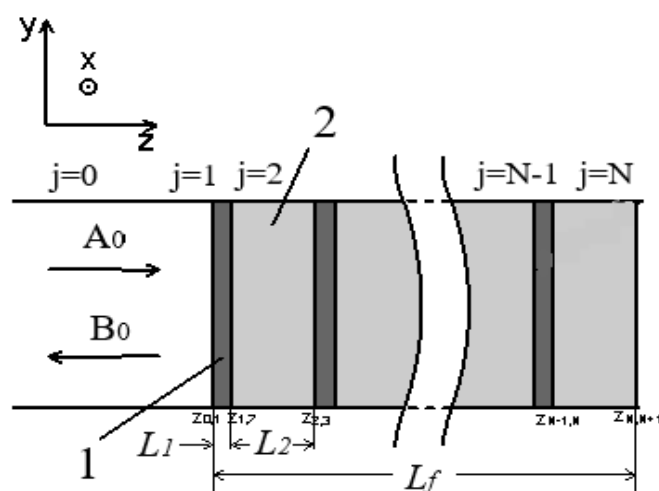


Рисунок 3.2 Эквивалентная структура слоя магнитной жидкости с агломератами: 1–участок волновода с агломератами ферромагнитных наночастиц, которые образуются в магнитной жидкости при приложении магнитного поля; 2 – участок волновода с магнитной жидкостью без агломератов

Объем магнитной жидкости с агломератами представлялся в виде многослойной структуры, состоящей из множества чередующихся слоев с агломератами ферромагнитных наночастиц, которые образуются в магнитной жидкости при приложении магнитного поля толщиной L_1 , и магнитной жидкости без агломератов толщиной L_2 с уменьшенным значением объемной доли твердой фазы ϕ . Значения толщин были взяты из анализа изображений, полученных с помощью оптического микроскопа. Толщина слоя L_1 с агломератами принималась равной средней ширине агломератов 1 мкм. Ввиду симметрии распределения агломератов в плоскости, перпендикулярной направлению вектора индукции магнитного поля, можно считать, что расстояние между слоями с агломератами L_2

равно среднему значению расстояния между отдельными агломератами в жидкости-носителе, которое составило 10 мкм из эксперимента по визуальному наблюдению формирования агломератов с помощью микроскопа HIROX KH-7700. Всего использовалась около $5 \cdot 10^2$ слоев ($L_1 + L_2$) с общим количеством агломератов 10^6 .

Учитывалось, что с увеличением концентрации агломератов ферромагнитных наночастиц объемная доля твердой фазы в магнитной жидкости без агломератов уменьшается: $\varphi' = \varphi - \varphi_{агл}$.

Объемная доля $\varphi_{агл}$ рассчитывалась следующим образом

$$\varphi_{агл} = \frac{V_{агл}}{V_{мж}}, \quad (3.8)$$

где $V_{агл}$ – объем магнетита, содержащегося в агломератах, $V_{мж}$ – объем магнитной жидкости

$$V_{мж} = abL_f, \quad (3.9)$$

где a и b – геометрические размеры поперечного сечения волновода.

Общее количество слоев с агломератами составляет $N = L_f / (L_1 + L_2)$. Тогда объем магнетита, содержащегося в агломератах $V_{агл}$, выражается формулой

$$V_{агл} = S_{агл} L_1 N = S_{агл} \frac{L_1 L_f}{L_1 + L_2}. \quad (3.10)$$

Подставляя (3.9) и (3.10) в (3.8), получим формулу для объемной доли твердой фазы частиц магнетита, принявших участие в агломерации

$$\varphi_{агл} = \frac{S_{агл}}{ab} \cdot \frac{L_1}{(L_1 + L_2)}, \quad (3.11)$$

где $S_{агл}$ – площадь поперечного сечения волновода, занимаемая агломератами, определяется из анализа изображений, полученных с использованием оптического микроскопа.

Предполагается, что частицы имеют нормальное распределение по размерам. В процессе агломерации принимают участие наиболее крупные частицы, что объясняется наличием броуновского движения. Оно препятствует агломерации ферромагнитных наночастиц, которая происходит за счет магнитных диполь–дипольных и Ван–дер–Ваальсовых взаимодействий.

Использование $\gamma_{эфф}$ для описания распространения электромагнитной волны на участке волновода, содержащем магнитную жидкость с агломератами ферромагнитных наночастиц, предполагает замену этого участка на участок волновода, заполненный однородной магнитной средой без агломератов, частотная зависимость коэффициента отражения электромагнитной волны от которого наиболее близка к частотной зависимости коэффициента отражения от участка с магнитной жидкостью с агломератами.

При таком подходе $\gamma_{эфф}$ находится из решения обратной задачи, при реализации которой функция невязки S_1 , в виде квадрата разности коэффициента отражения R_0 для магнитной жидкости без агломератов в виде однородной однослойной структуры толщиной L_f и коэффициента отражения R_{mm} от слоя магнитной жидкости, представленного в виде многослойной структуры, становится минимальной. В этом случае функция невязки S_1 имеет вид:

$$S_1(\gamma_{эфф}) = \sum_{i=1}^n (R_0(\gamma_{эфф}) - R_{mm})^2, \quad (3.12)$$

где $R_0 = \frac{(\gamma_0^2 - \gamma_{эфф}^2)sh(\gamma_{эфф}L_f)}{(\gamma_0^2 + \gamma_{эфф}^2)sh(\gamma_{эфф}L_f) + 2\gamma_{эфф}\gamma_0ch(\gamma_{эфф}L_f)}$ – коэффициент отражения для магнитной среды без агломератов ферромагнитных наночастиц в виде однородной однослойной структуры, R_{mm} – коэффициент отражения от слоя магнитной среды с агломератами, представленного в виде многослойной структуры, γ_0 – постоянная распространения в пустом волноводе.

Для нахождения коэффициента отражения R_{mm} от слоя магнитной среды с агломератами, представленного в виде многослойной структуры, представленной на рис. 3.2, будем использовать метод матриц передачи [154].

Будем рассматривать множество чередующихся слоев магнитной среды с агломератами ферромагнитных наночастиц L_1 и без агломератов L_2 . Постоянные распространения в этих слоях будут γ_1 и γ_2 , соответственно.

Выражения для компонент поля с различными значениями постоянной распространения электромагнитной волны описываются как

$$\begin{aligned} E_j &= E(x)(A_j e^{-\gamma_j z} + B_j e^{\gamma_j z}), \\ H_j &= -\gamma_j H(x)(A_j e^{-\gamma_j z} - B_j e^{\gamma_j z}), \\ E_{j+1} &= E(x)(A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z} + B_{j+1} e^{\gamma_{j+1} z}), \\ H_{j+1} &= -\gamma_{j+1} H(x)(A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z} - B_{j+1} e^{\gamma_{j+1} z}). \end{aligned} \quad (3.13)$$

Используя условия непрерывности на границах слоев

$$\begin{aligned} A_j e^{-\gamma_j z_{j,j+1}} + B_j e^{\gamma_j z_{j,j+1}} &= A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z_{j,j+1}} + B_{j+1} e^{\gamma_{j+1} z_{j,j+1}}, \\ -\gamma_j A_j e^{-\gamma_j z_{j,j+1}} + \gamma_j B_j e^{\gamma_j z_{j,j+1}} &= -\gamma_{j+1} A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z_{j,j+1}} + \gamma_{j+1} B_{j+1} e^{\gamma_{j+1} z_{j,j+1}} \end{aligned} \quad (3.14)$$

запишем выражение для компонент матрицы передачи

$$T(z_{j,j+1}) = \begin{pmatrix} \frac{\gamma_{j+1} + \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{(\gamma_{j+1} - \gamma_j)z_{j,j+1}} & \frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{(\gamma_{j+1} + \gamma_j)z_{j,j+1}} \\ \frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{-(\gamma_{j+1} + \gamma_j)z_{j,j+1}} & \frac{\gamma_{j+1} + \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{-(\gamma_{j+1} - \gamma_j)z_{j,j+1}} \end{pmatrix}, \quad (3.15)$$

которая связывает коэффициенты A_j , B_j , и A_{j+1} , B_{j+1} , определяющие амплитуды падающих и отраженных волн по обе стороны от границы $z_{j,j+1}$, соотношением

$$\begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} = T(z_{j,j+1}) \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix}. \quad (3.16)$$

Коэффициенты A_{N+1} и B_0 , определяющие амплитуды волны, прошедшей через многослойную структуру (рис. 3.2), и волны, отраженной от нее, связаны с

коэффициентом A_0 , определяющим амплитуду падающей волны, следующим соотношением

$$\begin{pmatrix} A_{N+1} \\ 0 \end{pmatrix} = T_N \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix}, \quad (3.17)$$

где $T_N = \begin{pmatrix} T_N[1,1] & T_N[1,2] \\ T_N[2,1] & T_N[2,2] \end{pmatrix} = \prod_{j=N}^0 T_{j,(j+1)} = T(z_{N,N+1})T(z_{N-1,N}) \dots T(z_{1,2})T(z_{0,1}) -$

матрица передачи слоистой структуры, состоящей из N слоев (рис. 3.2).

Записывая коэффициент отражения $R = \frac{B_0}{A_0}$ через элементы матрицы передачи T_N в соответствии с соотношением (3.16), получим

$$R_{in} = -\frac{T_N[2,1]}{T_N[2,2]}. \quad (3.18)$$

Для расчета коэффициента отражения R_{mm} от слоя магнитной жидкости, представленного в виде многослойной структуры из чередующихся слоев L_1 и L_2 (рис.3.2), определяли комплексную постоянную распространения волны $\gamma_1 = \gamma' + j\gamma''$ на участках L_1 численными методами с использованием аппарата теории возмущения [149]:

$$(\gamma' + j\gamma'') - \gamma_2 = \omega \frac{\int_{S_{agl}} (\Delta\varepsilon \overline{E}E_{10} + \Delta\mu \overline{H}H_{10}) dS_{agl}}{\int_{S_\varepsilon} [\overline{E}_{10}H] + [\overline{E}H_{10}] dS_\varepsilon}, \quad (3.19)$$

где S_ε – площадь поперечного сечения волновода, S_{agl} – площадь, занимаемая агломератами в поперечном сечении на участке L_1 , $\gamma_2 = \sqrt{\frac{\pi^2}{a^2} - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu^*}$ – постоянная распространения в слоях толщиной L_2 , ω – круговая частота зондирующего электромагнитного излучения, $E(x,y)$ и $H(x,y)$ – распределения полей на участке L_1 в областях поперечного сечения, заполненных агломератами, $E_{10}(x,y)$ и $H_{10}(x,y)$ распределения полей на участке L_1 в областях поперечного сечения, не заполненных агломератами, $\Delta\varepsilon = \varepsilon_m - \varepsilon$, $\Delta\mu = \mu_m - \mu^*$, ε и μ^* – диэлектрическая и магнитная проницаемость магнитной жидкости, ε_m и μ_m –

диэлектрическая и магнитная проницаемость ферромагнитных наночастиц, ε_0 и μ_0 - диэлектрическая и магнитная постоянные.

Вывод выражений, связывающих характеристики электромагнитного излучения, распространяющегося в волноводе, участок которого полностью заполнен магнитной жидкостью по поперечному сечению, с электрофизическими параметрами ферромагнитных наночастиц, входящих в состав магнитной жидкости, основывается на решении системы уравнений Максвелла с использованием соответствующих условий сшивания полей на границах пустого и заполненного пространства волновода [153].

В отсутствие нескомпенсированных зарядов уравнения Максвелла можно записать:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \bar{H} &= \sigma \bar{E} + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{d\bar{E}}{dt}, \\ \operatorname{rot} \bar{E} &= -\frac{d\bar{B}}{dt}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\operatorname{div} H = 0, \operatorname{div} E = 0,$$

где σ – электропроводность магнитной жидкости на СВЧ.

Уравнения Максвелла (3.20) можно преобразовать, используя комплексную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon^* = \varepsilon - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}$,:

$$\operatorname{rot} \bar{H} = j\omega \varepsilon^* \varepsilon_0 \bar{E}, \quad (3.21)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -j\omega \mu \mu_0 \bar{H}, \quad (3.22)$$

$$\operatorname{div} \bar{E} = 0, \operatorname{div} \bar{H} = 0. \quad (3.23)$$

Волновое уравнение, с учетом \bar{E} , определяемого из (3.21) и подставленного в (3.22) с учетом (3.23), имеет вид:

$$\operatorname{rot}^2 \bar{H} + k^2 \bar{H} = 0, \quad (3.24)$$

где $k^2 = \omega^2 \mu \mu_0 \varepsilon^* \varepsilon_0$.

Уравнение (3.24) может быть решено методом разделения переменных. Его решение имеет вид:

$$H = D_1 \cos(\xi x - \varphi) \cos(\eta y - \psi) e^{j\omega t - \gamma z} + D_2 \cos(\zeta x - \varphi) \cos(\eta y - \psi) e^{j\omega t + \gamma z}, \quad (3.25)$$

где ξ , η – поперечные волновые числа, $\gamma = \alpha + j\beta$ – постоянная распространения волны, β – фазовая постоянная. Постоянные ξ , η , γ связаны соотношением $\xi^2 + \eta^2 - \gamma^2 = k^2$.

Решение волнового уравнения в данном случае проведем для волн TE – типа.

На основании (3.25):

$$H_z = -jD(k^2 + \gamma^2) \cos(\xi x - \varphi) \cos(\eta y - \psi) e^{j\omega t - \gamma z}. \quad (3.26)$$

Используя известную зависимость \bar{E} и \bar{H} от продольной координаты, из уравнений Максвелла можно записать выражения для поперечных координат:

$$\begin{aligned} E_x &= D\eta\omega\mu_0 \cos(\xi x - \varphi) \sin(\eta y - \psi) e^{j\omega t - \gamma z}, \\ E_y &= -D\zeta\omega\mu_0 \sin(\xi x - \varphi) \cos(\eta y - \psi) e^{j\omega t - \gamma z}, \\ H_x &= -jD\zeta\gamma \sin(\xi x - \varphi) \cos(\eta y - \psi) e^{j\omega t - \gamma z}, \\ H_y &= -jD\eta\gamma \cos(\xi x - \varphi) \sin(\eta y - \psi) e^{j\omega t - \gamma z}. \end{aligned} \quad (3.27)$$

Для граничных условий $E_x = 0$ при $y = 0$; b и $E_y = 0$ при $x = 0$; a , где a и b – геометрические размеры поперечного сечения волновода, получим:

$$\eta = \frac{n\pi}{b}, \quad (3.28)$$

$$\zeta = \frac{m\pi}{a}. \quad (3.29)$$

С учетом (3.28) и (3.29) для волны основного типа H_{10} ($m=1$, $n=0$) (3.27) запишем:

$$\begin{aligned} E_y &= -D \frac{\omega\pi}{a} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) e^{j\omega t - \gamma z}, \\ H_x &= D \frac{\beta\pi}{\mu\mu_0 a} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) e^{j\omega t - \gamma z}, \\ H_z &= -jD \frac{\pi^2}{\mu\mu_0 a^2} \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) e^{j\omega t - \gamma z}, \\ E_x &= E_z = H_y = 0. \end{aligned} \quad (3.30)$$

В расчетах учитывалось, что магнитная проницаемость μ^* магнитной жидкости является комплексной величиной и определяется через действительную χ_m' и мнимую χ_m'' компоненты магнитной восприимчивости

$$\mu^* = 1 + \chi_m' - i\chi_m'' \quad (3.31)$$

Для магнитной жидкости, частицы которой имеют слабую магнитную анизотропию, величины χ_m' и χ_m'' определяются выражениями [29]:

$$\chi_m' = \frac{\phi M_d}{H} L[\xi'(T)] \frac{(1 + \eta'^2)^2 \omega_H^4 + (\eta'^2 - 1) \omega^2 \omega_H^2}{(1 + \eta'^2)^2 \omega_H^4 + 2(\eta'^2 - 1) \omega^2 \omega_H^2 + \omega^4}, \quad (3.32)$$

$$\chi_m'' = \frac{\phi M_d}{H} L[\xi'(T)] \frac{\eta' \omega_H^2 (\omega^2 + \omega_H^2 (1 + \eta'^2))}{(1 + \eta'^2)^2 \omega_H^4 + 2(\eta'^2 - 1) \omega^2 \omega_H^2 + \omega^4},$$

$$\eta' = \alpha^* \left[\frac{1}{L[\xi'(T)]} - \frac{1}{\xi'(T)} \right], \quad (3.33)$$

$$\xi'(T) = \frac{\mu_0 M_d V}{kT} H,$$

где $L(\xi')$ – функция Ланжевена, $\omega_H = \gamma^* H$ – приведенное магнитное поле, ξ' – ланжевенский аргумент магнитной жидкости, M_d – намагниченность насыщения твердого магнетика, $V = \pi d^3/6$ – объем магнитной частицы с диаметром d , α^* – параметр затухания ларморовой прецессии в однодоменной частице, ϕ – объемная доля твердой фазы магнитной жидкости, T – температура.

Если размеры, диэлектрическая проницаемость и проводимость агломератов ферромагнитных наночастиц таковы, что они слабо возмущают поле в волноводе, то [152]:

$$\bar{E} = \bar{E}_0, \quad (3.34)$$

$$\bar{H} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \bar{H}_0.$$

Тогда (3.19) с учетом (3.30) и (3.34) примет вид:

$$\begin{aligned}
& (\gamma' + j\gamma'') - \gamma_2 + \\
& + \omega \frac{\int_{S_{aaz}} (\Delta\varepsilon \frac{\omega^2 \pi^2}{a^2} \sin^2(\frac{\pi x}{a}) - \Delta\mu \frac{(\gamma' + j\gamma'')}{\gamma_2} \frac{\pi^2}{\mu^* \mu_0 a^2} (\gamma_2^2 \sin^2(\frac{\pi x}{a}) + \frac{\pi^2}{a^2} \cos^2(\frac{\pi x}{a}))) dS_{aaz}}{\int_{S_6} ((1 + \frac{(\gamma' + j\gamma'')}{\gamma_2}) \frac{\omega \pi^2}{\mu^* \mu_0 a^2} \sin(\frac{\pi x}{a}) \sqrt{\frac{\pi^2}{-a^2} \cos^2(\frac{\pi x}{a}) - \gamma_2^2 \sin^2(\frac{\pi x}{a})}) dS_6} = 0, \quad (3.35)
\end{aligned}$$

$$\mu = \mu(\omega, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta), \quad (3.36)$$

где a – размер широкой стенки волновода. При этом учитывалось, что с увеличением концентрации агломератов ферромагнитных наночастиц объемная доля твердой фазы в магнитной жидкости без агломератов уменьшается $\varphi' = \varphi - \varphi_{agl}$.

Геометрические размеры и концентрация агломератов ферромагнитных наночастиц учитывались при построении картины распределения неоднородностей внутри волновода с другими значениями ε и μ , отличными от ε и μ магнитной жидкости в отсутствие агломератов, и далее постоянная распространения γ_1 в таком заполнении рассчитывалась из решения трансцендентного уравнения численными методами, используя формулы и приближения теории возмущений.

Для определения геометрических параметров агломератов ферромагнитных наночастиц и их пространственного распределения слой магнитной жидкости при приложении магнитного поля с индукцией 1,15 Тл исследовался с использованием оптического микроскопа HIROX KH-7700 (рис. 3.3а). С помощью программного пакета Gwiddion было получено распределение агломератов ферромагнитных наночастиц по длинам и толщинам. Также учитывалась относительная поправка в геометрических размерах агломератов ферромагнитных наночастиц, отвечающая за их отличия в тонком и высушенном слое.

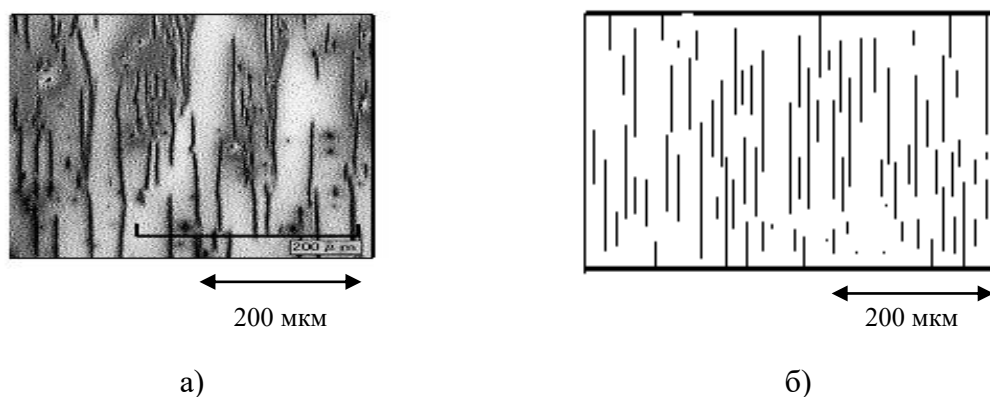


Рисунок 3.3 Агломераты ферромагнитных наночастиц в поперечном сечении волновода: а) фотография фрагмента слоя магнитной жидкости с использованием оптического микроскопа HIROX KH-7700; б) схематичное изображение агломератов

3.1.3 Определение параметров магнитной жидкости

Для стабилизации и предотвращения слипания ферромагнитных частиц в состав магнитной жидкости включено ПАВ – олеиновая кислота. ПАВ образуют мономолекулярный слой на поверхности ферромагнитных частиц, так называемую оболочку толщиной ~ 2 нм. Так как толщина оболочек сопоставима с размерами ферромагнитных наночастиц, эти оболочки вносят вклад в длину агломератов. Электрофизические свойства ПАВ схожи со свойствами жидкости–носителя (керосина), диэлектрическая проницаемость ПАВ и жидкости–носителя мала по сравнению с диэлектрической проницаемостью магнетита, поэтому при расчете учитывалось, что на спектр отражения влияют только магнетитовые частицы, т.е. не учитывались толщины оболочек ферромагнитных наночастиц в агломератах при описании распространения электромагнитной волны СВЧ-диапазона через слой магнитной жидкости. Соответственно, при определении размеров агломератов на СВЧ введена так называемая эффективная длина агломератов, меньшая, чем определяемая оптическими методами, на величину, которую легко рассчитать, зная соотношение размеров частиц и толщину оболочек. Это может быть доказано в результате определения длины агломерата с помощью средств оптической микроскопии и последующего нахождения количества частиц, которые могли образовать агломерат соответствующей длины,

после чего в модели могут быть использованы агломераты с тем же количеством частиц, но лишенные диэлектрических оболочек. В итоге эффективная длина агломератов в такой модели оказывается существенно меньшей, по сравнению с реально наблюдаемой визуальной длиной. Такое приближение допустимо в рамках теории возмущений, поскольку агломераты распределены равномерно по поперечному сечению волновода и их размеры много меньше длины волны СВЧ-излучения.

Для учета наличия слоя ПАВ можно, например, ввести так называемые эффективные размеры агломератов ферромагнитных наночастиц l . Для определения их значений можно решить дополнительную обратную задачу, приравнявая $\frac{dS}{dl} = 0$. Функция S определяется по формуле (3.5) с использованием параметров магнитной жидкости, определенных по спектру отражения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона без учета агломератов.

Также проводился учет коэффициента случайной плотной упаковки сфер. Как известно, что если сферы заполняют выпуклый объем, характерные размеры которого многократно превышают радиус сфер, то наибольшая плотность укладки частиц сферической формы (доля объема, занятого сферами) будет достигаться при определенном упорядоченном расположении сфер в масштабах всего заполняемого объема. Максимальная плотность упаковки системы равна 0,74. Она достигается при расположении центров сфер в узлах гранцентрированной кубической решетки или при плотной гексагональной укладке. Если упаковка сфер в объеме неупорядочена (аморфна), то, как показывают натурные и численные эксперименты, ее плотность не превышает значения 0,64. В реальных же магнитных жидкостях уже при коэффициенте плотной упаковки сфер $\sim 0,6$ жидкость теряет текучесть.

Таким образом, с учетом коэффициента случайной плотной упаковки сфер и наличия оболочки ПАВ при расчетах длина каждого агломерата выбиралась на 50% меньше, чем определяемая оптическими методами.

Ранее по методике измерений [31] заявлялось, что при рассмотрении взаимодействия электромагнитного излучения в СВЧ-диапазоне с ферромагнитными наночастицами, входящими в состав магнитной жидкости, описанными теорией динамического намагничивания однодоменной частицы во внутреннем поле анизотропии и внешнем намагничивающем поле, средний диаметр ферромагнитных частиц составлял $d \sim 5,5$ нм. С учетом наличия оболочек ПАВ – монослой олеиновой кислоты ($2,1$ нм \cdot 2) и коэффициента плотной упаковки частиц ($0,5$) должно соблюдаться неравенство: $\phi > 0,5 \cdot (d/(4,2+d))^3$. Следовательно, в магнитной жидкости с объемной долей твердой фазы $\phi = 0,1$ средний диаметр ферромагнитных наночастиц должен превышать $5,5$ нм.

Для определения распределения агрегатов ферромагнитных наночастиц слой магнитной жидкости при приложении магнитного поля с индукцией $1,15$ Тл исследовался с использованием оптического микроскопа HIROX KH-7700. С помощью программного пакета Gwiddion было получено распределение агрегатов по длинам и толщинам.

Поперечное сечение волновода представлялось в виде сетки – двумерного битового массива $bit(x,y)$. Каждый элемент массива представляет собой участок волновода площадью $step_x \cdot step_y$. Если в элементе хранится значение 1, значит соответствующая данному элементу площадь занята агрегатом, если 0 – агрегата нет. Схематическое изображение массива представлено на рис. 3.4.

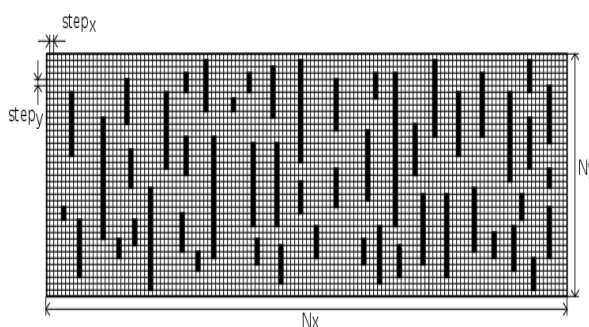


Рисунок 3.4 Схематическое изображение поперечного сечения волновода –сетки двумерного битового массива

Решая (3.35) численным методом с учетом битового массива, мы находим постоянную распространения γ_l . На рис. 3.5 представлены зависимости функции невязок S' (S' – функция невязок, с помощью которой решалось (3.35) методом наименьших квадратов) и $\lg S'$ от действительной γ'_1 и мнимой γ''_1 компонент постоянной распространения.

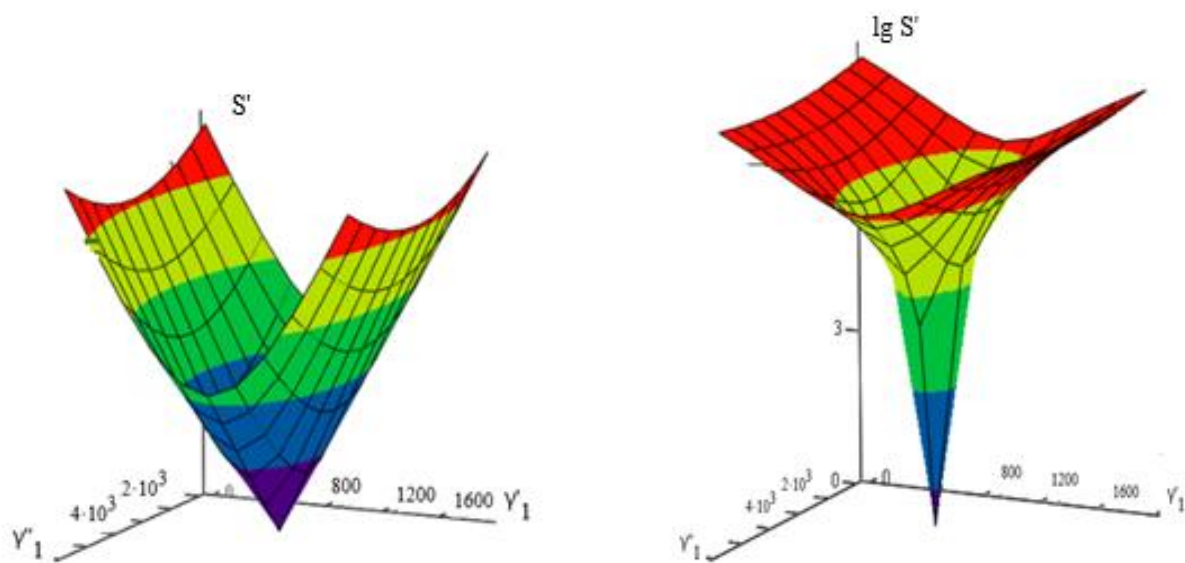


Рисунок 3.5 Зависимость: а) функции невязок S и б) логарифма функции невязок $\log S$ от действительной γ'_1 и мнимой γ''_1 компонент постоянной распространения

Для определения эффективной постоянной распространения $\gamma_{эфф}$ на участке волновода, заполненного магнитной жидкостью, с учетом распределения агломератов ферромагнитных наночастиц вдоль волновода, нами использовался метод матриц передачи. При решении обратной задачи (3.12) численными методами, нами была рассчитана эффективная постоянная распространения электромагнитной волны с учетом распределения агломератов вдоль направления распространения электромагнитного излучения в СВЧ-диапазоне.

Найденная γ_{eff} использовалась в выражении (3.6), при определении значения функции невязки (3.5). Полученное значение сохранялось, изменялись величины искомых параметров магнитной жидкости, и расчет повторялся. В итоге, методом

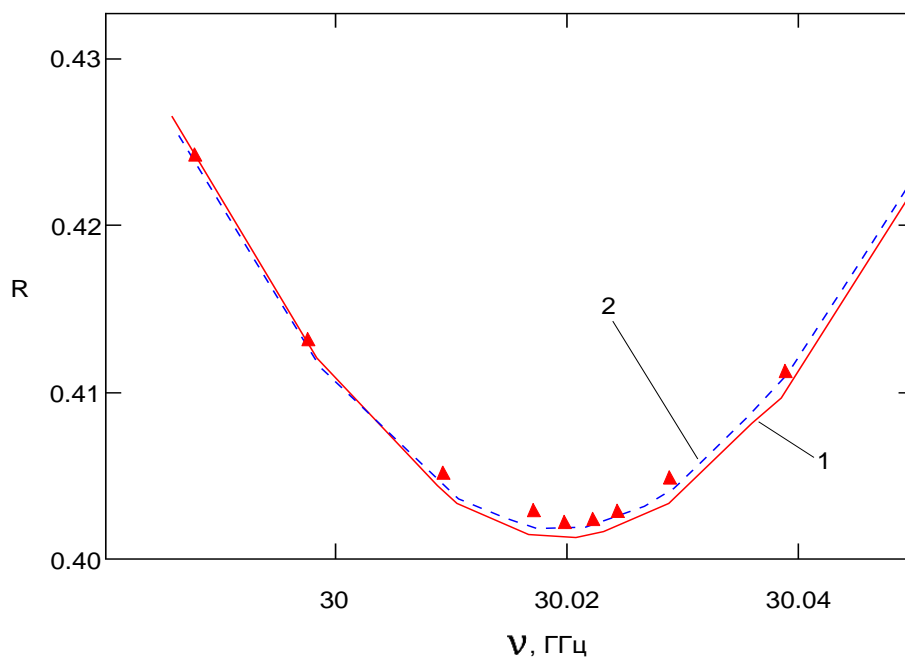
последовательных приближений, были найдены искомые значения параметров, при которых функция (3.5) принимает наименьшее значение.

Таким образом, нахождение постоянной распространения $\gamma_1 = \gamma' + j\gamma''$ из решения уравнения (3.35) с использованием аппарата теории возмущения позволяет провести расчет коэффициента отражения электромагнитной волны $R_{тм}$ от слоя магнитной жидкости с агломератами, представленного в виде многослойной структуры, с применением метода матриц передачи. Это позволяет с использованием выражения (3.12) решить обратную задачу по определению постоянной распространения $\gamma_{эфф}$. Использование в выражении (3.6) для расчета коэффициента отражения R в качестве постоянной распространения γ найденной величины $\gamma_{эфф}$ позволяет определить параметры магнитной жидкости из решения системы уравнений для частных производных функции $S(d, \phi, \varepsilon, tg\delta, l)$, представленной в виде выражения (3.5), по каждому из искомых параметров, приравненных к нулю.

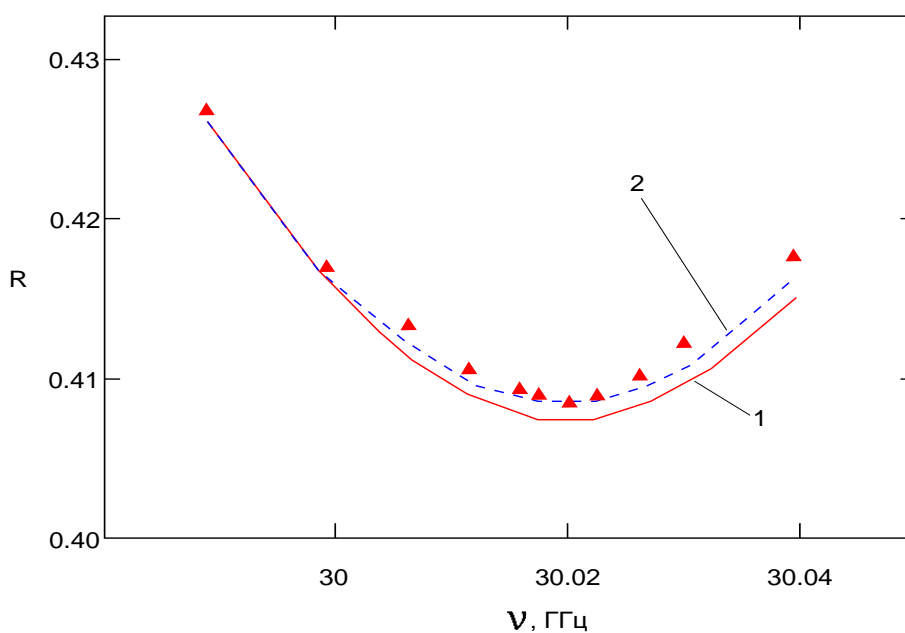
3.1.4 Результаты исследований и их обсуждение

На рис. 3.6 показаны частотные зависимости коэффициента отражения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона при нескольких температурах для схемы измерений, представленной на рис. 3.1. Кривая 1 рассчитана для модели магнитной жидкости без учета агломератов ферромагнитных наночастиц, кривая 2 рассчитана с учетом наличия агломератов, образующихся под действием магнитного поля с индукцией 1,15 Тл, распределенных по объему магнитной жидкости. Из результатов, приведенных на рис.3.6, следует, что частотная зависимость, рассчитанная с учетом пространственного распределения агломератов ферромагнитных наночастиц, в большей степени совпадает с экспериментальными данными, показанными на рис. 3.6 треугольниками, чем

зависимость, рассчитанная по теории высокочастотного намагничивания ансамбля невзаимодействующих изотропных суперпарамагнитных частиц.



а)



б)

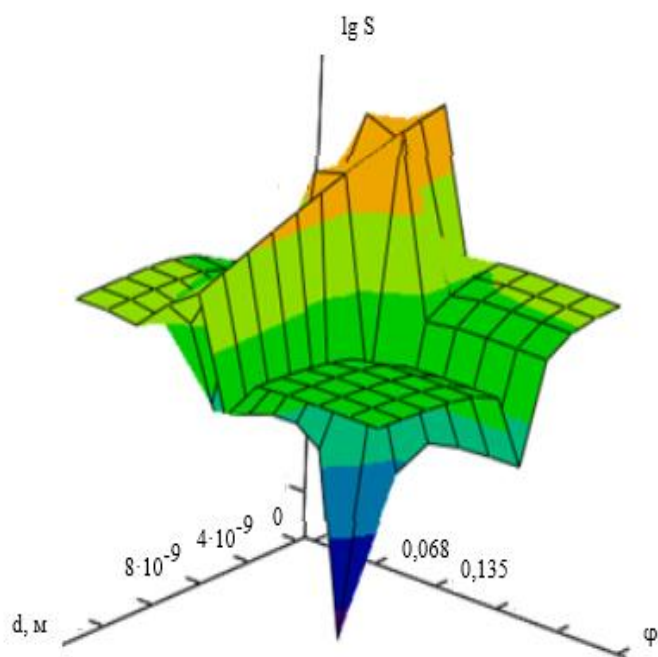
Рисунок 3.6 Частотные зависимости коэффициента отражения от слоя магнитной жидкости при температуре 293 К (а) и температуре 253 К (б), экспериментальные точки показаны треугольниками: 1 – частотная зависимость для модели высокочастотного намагничивания ансамбля невзаимодействующих изотропных суперпарамагнитных частиц; 2 – частотная зависимость с учетом агломератов ферромагнитных наночастиц, образующихся под действием магнитного поля, распределенных по объему магнитной жидкости

Для уменьшения инструментальной погрешности измерений проводили серию экспериментов по измерению частотных зависимостей коэффициентов отражения электромагнитного излучения от слоя магнитной жидкости. Измеренные частотные зависимости коэффициента отражения подвергались таким математическим методам, как сглаживание. Для исключения систематической погрешности была произведена калибровка экспериментальной установки путем многократных измерений различных структур (с различными толщинами и значениями диэлектрической проницаемости), помещенных в волновод, до максимального совпадения измеряемых и рассчитанных в результате компьютерного моделирования спектров отражения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона.

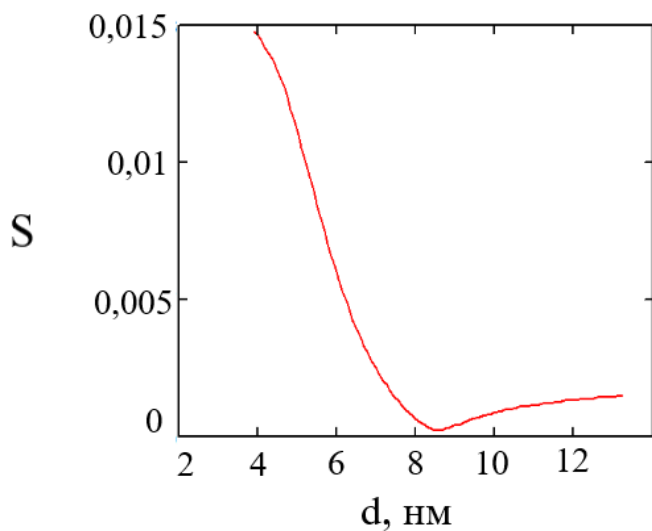
Параметры магнитной жидкости определялись при решении обратной задачи методом наименьших квадратов с использованием функционала (3.5). В качестве экспериментальных значений использовались частотные зависимости коэффициента отражения от слоя магнитной жидкости, помещенную в измерительную установку, при приложении магнитного поля с индукцией 1,15 Тл при температурах 253 К (рис. 3.6а) и 293 К (рис. 3.6б). Теоретические частотные зависимости рассчитывались по формуле (3.6). В качестве постоянной распространения в заполненной части волновода принималась эффективная постоянная распространения $\gamma_{эфф}$, зависящая от искомых параметров и учитывающая наличие агломератов ферромагнитных наночастиц в магнитной жидкости.

Используя численные итерационные методы, с помощью ЭВМ в предполагаемом диапазоне значений искомых параметров проводили перебор всех их возможных значений с шагом, определяемым требуемой точностью, после чего диапазон сужали и изменяли шаг и.т.д. В результате оказалось возможным одновременное определение параметров магнитной жидкости. На рис. 3.7 и 3.8 представлены зависимости функции невязок S (3.5) от искомых параметров, показывающие, что существует единственная комбинация параметров, при

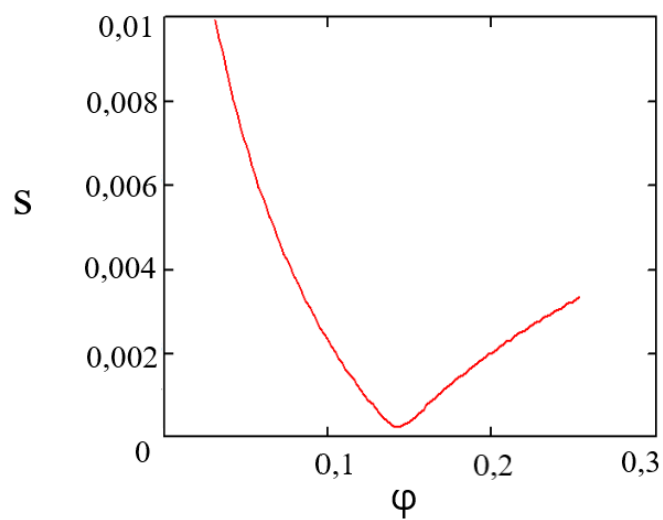
которой достигается глобальный минимум функции невязок, т.е. единственное решение.



а)

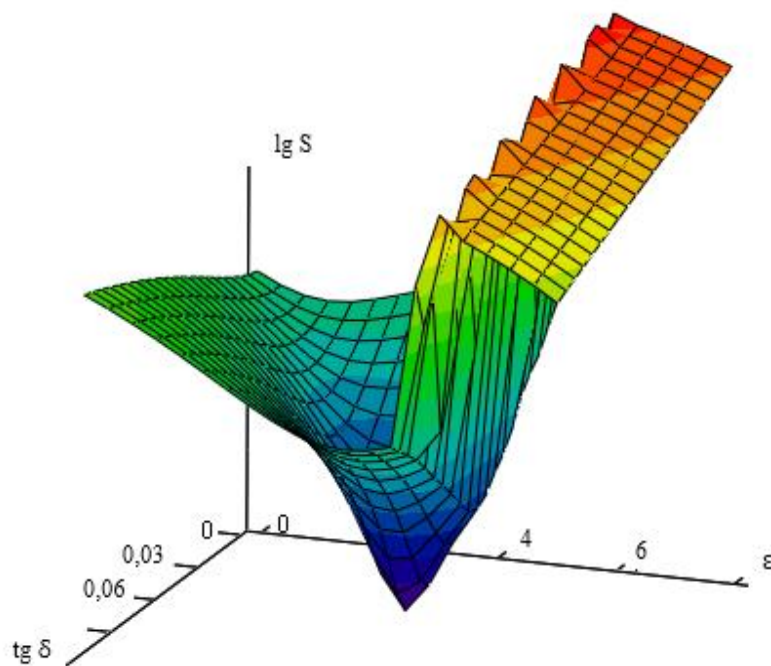


б)

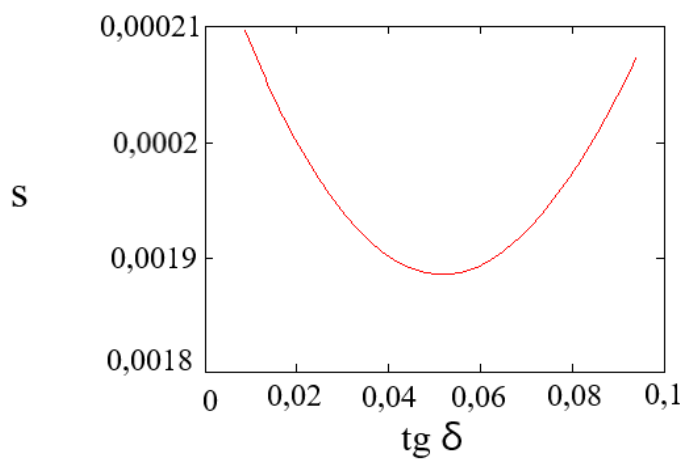


в)

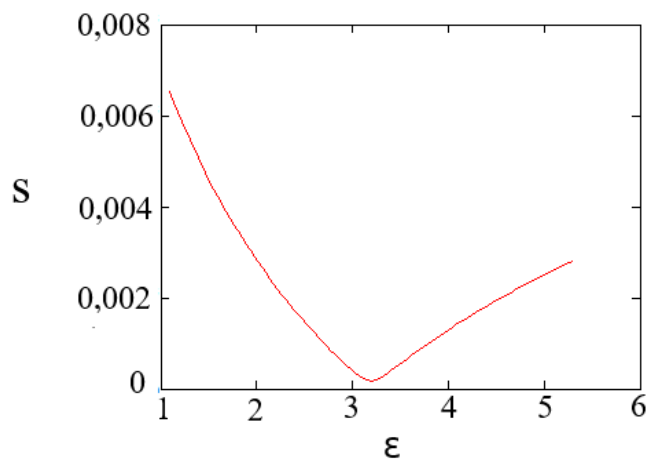
Рисунок 3.7 Зависимость функции невязок S от искомых параметров: а) логарифмическая зависимость функции невязок S от диаметра магнетитовых частиц d и объемной доли твердой фазы φ ; б) зависимость функции невязок S от диаметра магнетитовых частиц d ; в) зависимость функции невязок S от объемной доли твердой фазы φ



a)



б)



в)

Рисунок 3.8 Зависимость функции невязок S от искомых параметров: а) логарифмическая зависимость функции невязок S от диэлектрической проницаемости ϵ и тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$; б) зависимость функции невязок S от диэлектрической проницаемости ϵ ; в) зависимость функции невязок S от тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$

Результаты расчетов параметров без учета и с учетом наличия агломератов ферромагнитных наночастиц сведены в таблицу 3.1, где $\Delta = \frac{|x_1 - x_0|}{x_0} \cdot 100\%$ – относительная разница между значениями искомого параметра, рассчитанного без учета x_0 и с учетом агломератов x_1 .

Таблица 3.1 Параметры ферромагнитных наночастиц и характеристики магнитной жидкости, рассчитанные без и с учетом агломерации частиц, образующихся в объеме магнитной жидкости под действием магнитного поля, при $T=253$ К

Параметр	x_0	x_1	Δ , %
d, нм	8,00	8,28	3,50
φ	0,144	0,135	6,300
ε	3,58	3,19	10,90
$\text{tg}\delta$	0,045	0,052	15,50

В результате решения обратной задачи были определены средний диаметр магнетитовых частиц (8,28 нм), объемная доля твердой фазы (0,135), диэлектрическая проницаемость (3,19) и тангенс угла диэлектрических потерь (0,052). Для количественной оценки сходимости теоретических и экспериментальных зависимостей коэффициента отражения от слоя магнитной жидкости было рассчитано среднее квадратическое отклонение (СКО). Для модели высокочастотного намагничивания ансамбля невзаимодействующих изотропных суперпарамагнитных частиц значение СКО в диапазоне 27–34 ГГц составило $P_1=8,6 \cdot 10^{-6}$. Для модели, предложенной в настоящей работе, значение СКО составило $P_2=5,0 \cdot 10^{-6}$, что в 1,7 раза меньше, чем P_1 .

Таким образом, разработана математическая модель взаимодействия СВЧ-излучения с формирующимися в магнитном поле агломератами ферромагнитных наночастиц, входящими в состав магнитной жидкости, заполняющей поперечное сечение волновода. В ходе решения обратной задачи нами определены параметры магнитной жидкости – средний диаметр магнетитовых частиц (8,28 нм), объемная доля твердой фазы (0,135), диэлектрическая проницаемость (3,19) и тангенс угла диэлектрических потерь (0,052). Было показано, что учет пространственного распределения агломератов в магнитной жидкости, их размеров, наличия оболочек ПАВ на ферромагнитных наночастицах позволяет добиться лучшего согласования экспериментальных данных и результатов расчетов, что свидетельствует о правильном выборе модели и открывает возможность повышения точности в определении параметров магнитной жидкости.

4 МОДУЛЯЦИЯ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОХОДЯЩЕГО ЧЕРЕЗ МАГНИТНУЮ ЖИДКОСТЬ С НАНОТРУБКАМИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ С ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ НАПРАВЛЕНИЕМ

Для управления оптическими сигналами, проходящими через среду, необходимо изменять характеристики этой среды. В качестве одной из таких сред выступают магнитооптические материалы, к которым можно отнести, в частности, магнитные жидкости, являющиеся предметом исследования в настоящей работе. Управление поляризованным излучением может осуществляться либо посредством поворота плоскости поляризации, либо помещением на пути излучения поляризационного фильтра, которым может являться магнитная жидкость во внешнем магнитном поле.

В [42] экспериментально показана возможность усиления эффекта Фарадея путем нанесения массивов нанопроволок из золота на тонкие пленки плазмонного фотонного кристалла. Использовалась структура, состоящая из периодически расположенных золотых нанопроводов на тонком слое магнитооптического материала, нанесенная на стеклянную подложку (рис. 4.1).

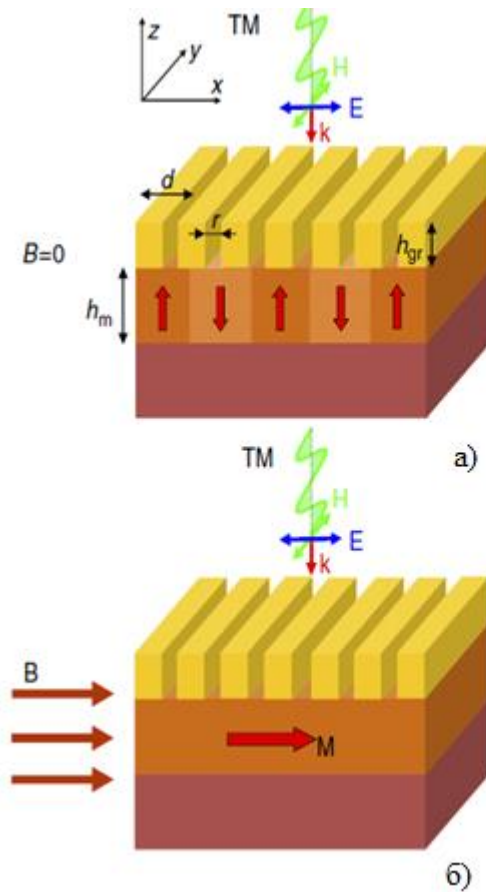


Рисунок 4.1 Схематическая структура, состоящая из периодически расположенных золотых нанопроводов высотой h_{gr} с периодом D и шириной щели r на тонком слое магнитооптического материала нанометровой толщиной, нанесенная на стеклянную подложку: а) без поля; б) в приложенном внешнем магнитном поле [42]

В тонких пленках наблюдалось увеличение в 8, 9 раз проявления эффекта Фарадея, по сравнению с экспериментами с объемными материалами. С использованием полученных структур достигнутая глубина модуляции оптического излучения составила 24%. Также авторами [42] предполагалось, что глубина модуляции может быть увеличена при использовании других материалов с магнитооптическими свойствами.

Управление светом в результате воздействия магнитного поля на взаимодействующую с ним среду является одним из методов модуляции его интенсивности и поляризации [42, 133].

Авторами [43,134] наблюдалось анизотропное светорассеяние для различной ориентации вектора напряженности магнитного поля при рассеянии

линейно поляризованного света на тонком слое магнитной жидкости, помещенном в магнитное поле, ориентированное вдоль границ плоского слоя.

В [43] показано, что при рассеянии света на тонком слое магнитной жидкости, помещенной в магнитное поле, ориентированное вдоль границ плоского слоя, возникает характерная для дифракции на квазипериодической решетке полоска света, имеющая чередующиеся минимумы и максимумы интенсивности. Также показано, что при изменении направления приложенного магнитного поля, лежащего в плоскости слоя, наблюдается поворот полоски прошедшего излучения вслед за поворотом направления магнитного поля.

В [134] установлено, что при рассеянии линейно поляризованного света на тонком слое магнитной жидкости, помещенной в магнитное поле, ориентированное вдоль границ плоского слоя наблюдается существенное отличие в зависимости интенсивности рассеянного света от величины магнитного поля для случаев параллельной и перпендикулярной ориентации относительно направления магнитного поля вектора электрического поля поляризованного излучения лазера. На рис.4.2 приведена зависимость нормированной интенсивности рассеянного света от величины магнитного поля для случаев параллельной (кривая 1) и перпендикулярной (кривая 2) ориентации вектора электрического поля. Наблюдающееся анизотропное светорассеяние может быть объяснено различием размеров агломератов ферромагнитных частиц вдоль и поперек направления вектора электрического поля излучения лазера для различной ориентации вектора напряженности магнитного поля.

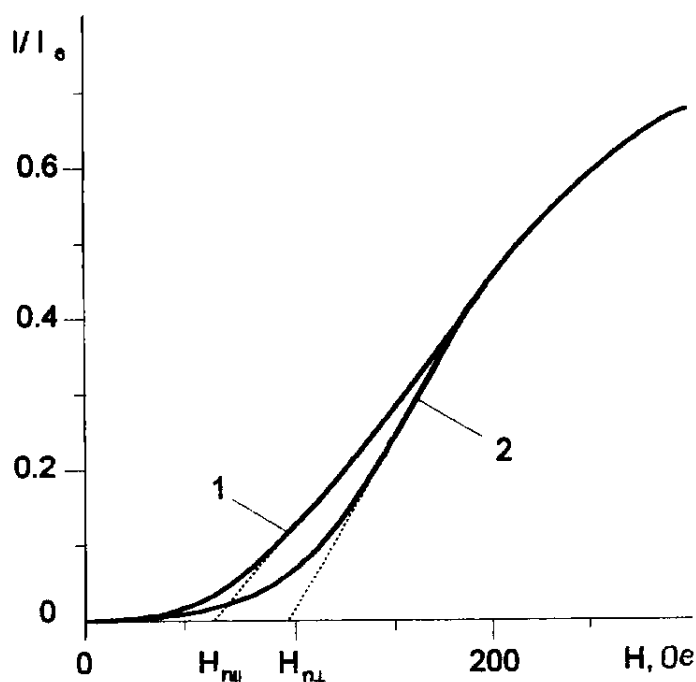


Рисунок 4.2 Зависимость нормированной интенсивности рассеянного света от величины магнитного поля для случаев параллельной (кривая 1) и перпендикулярной (кривая 2) ориентации вектора электрического поля [134]

Как показано, например, в [17, 39, 40], при приложении магнитного поля к магнитной жидкости, образуются нитевидные агломераты. В [130] показана возможность структурообразования в магнитном поле и его влияние на электрические свойства тонкого слоя композита на основе магнитной жидкости и микрочастиц графита. Под действием магнитного поля электропроводность и емкость композита изменялись более чем на порядок.

В [131] показано, что в магнитном поле электропроводность композита из магнитной жидкости и нанотрубок увеличивается вдоль направления приложенного магнитного поля. Это обусловлено образованием каналов проводимости с участием нанотрубок, ориентированных вдоль вектора магнитной индукции.

Характеристики прохождения и рассеяния поляризованного оптического излучения через магнитную жидкость с различными объемными долями твердой фазы при приложении внешнего магнитного поля подробно описаны в [135]. На рис. 4.3 представлены характеристики приведенного прошедшего неполяризованного оптического излучения от времени для различных величин

магнитных полей. Из графиков видно, что при приложении магнитного поля интенсивность начинает уменьшаться со временем, пока не достигнет минимального значения. После достижения минимума интенсивность снова увеличивается, достигая состояния насыщения.

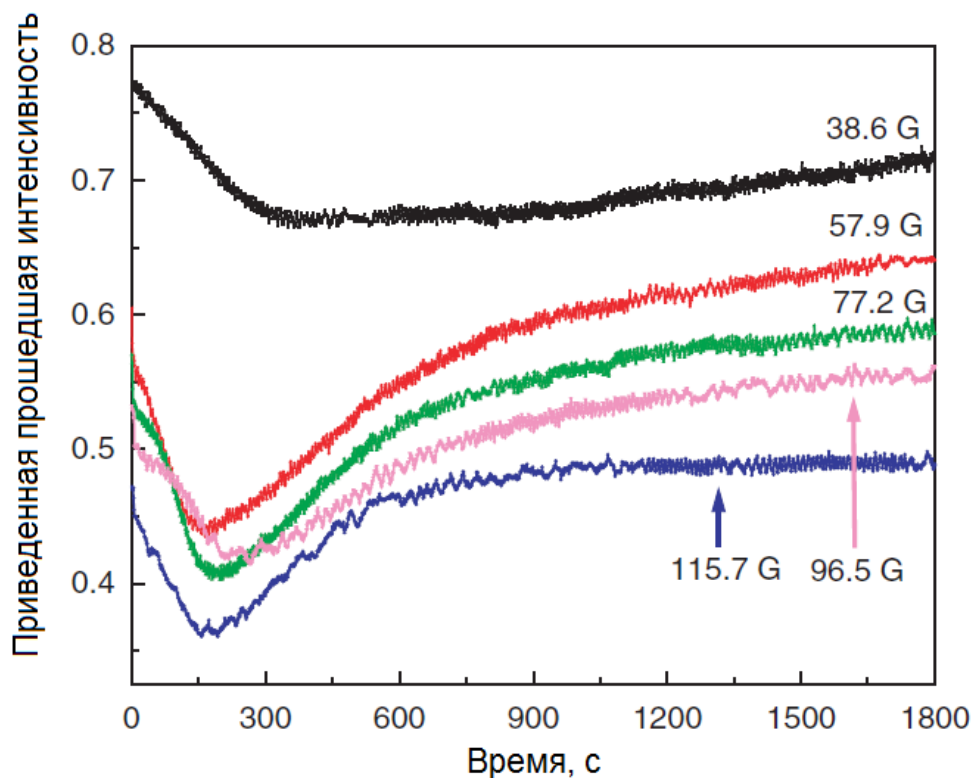


Рисунок 4.3 Прошедшая через слой магнитной жидкости интенсивность оптического излучения, нормализованная к интенсивности без приложения магнитного поля, как функция времени для магнитных полей 38,6; 57,9; 77,2; 96,5; 115,7 Гс для объемной доли твердой фазы магнитных частиц 0,089 [135]

Уменьшение прохождения связано с образованием в магнитном поле агломератов магнитной жидкости, эффективно поглощающих оптическое излучение. Последующее увеличение прохождения с течением времени связано с еще большей агломерацией, в результате чего между нитями агломератов образуются щели, через которые проходит часть оптического излучения (рис.4.4).

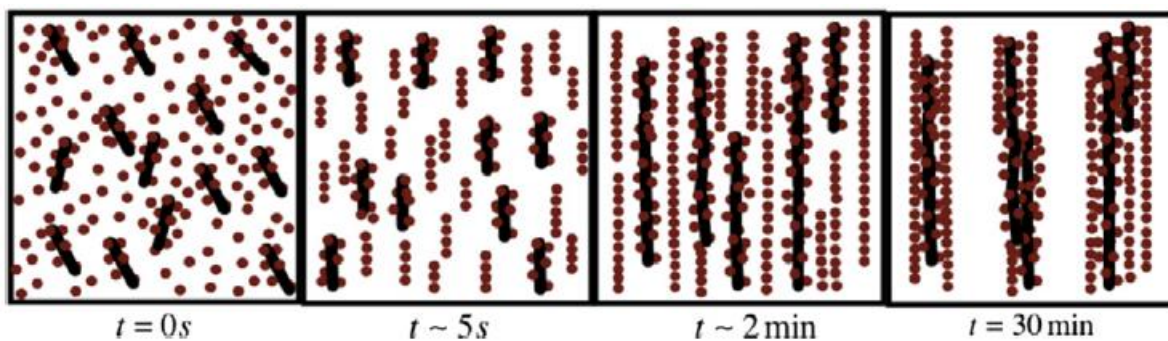


Рисунок 4.4 Формирование агломератов из магнитных частиц (вытянутые линии) и нанотрубок (точки) при приложении магнитного поля в различные моменты времени [135]

В [136] описывается оптический переключатель, представляющий собой магнитную жидкость, заключенную между двумя призмами. Показано, что отношение отраженного света к прошедшему, зависит от величины магнитного поля и угла падения луча на призму. Оптоволоконный модулятор с использованием магнитной жидкости в качестве внешнего слоя рассмотрен в [137]. При приложении магнитного поля наблюдается уменьшение прохождения оптического излучения через оптоволоконный кабель.

В [138] описано влияние концентрации нанотрубок на прохождение поляризованного лазерного излучения с длиной волны 460 нм через суспензию магнитной жидкости с нанотрубками при приложении внешнего однородного магнитного поля. Были исследованы несколько образцов с разными концентрациями нанотрубок при параллельной и перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля относительно вектора напряженности электрического поля лазерного излучения. Возникающий поляризационный эффект усиливался с ростом концентрации нанотрубок и величины внешнего магнитного поля. На рис. 4.5 приведены графики при параллельной и перпендикулярной ориентации электрической компоненты лазерного излучения и индукции магнитного поля.

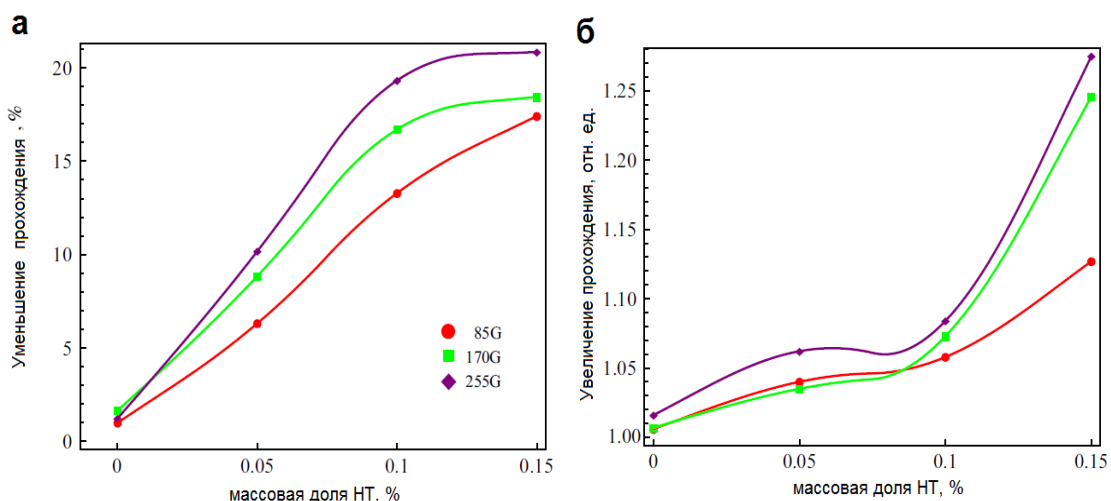


Рисунок 4.5 Поляризационный эффект для суспензии магнитной жидкости с нанотрубками для различных концентраций нанотрубок: а) – при параллельной ориентации электрической компоненты лазерного излучения и индукции магнитного поля; б) – при перпендикулярной ориентации электрической компоненты лазерного излучения и индукции магнитного поля [138]

В отличие от [138], в нашем исследовании [44, 45] изучалось прохождение поляризованного оптического излучения через магнитную жидкость с нанотрубками при существенно большем значении индукции магнитного поля. В качестве источника излучения использовался полупроводниковый лазер на квантоворазмерных структурах с длиной волны 650 нм. Изменение угла между электрической компонентой лазерного излучения и вектором индукции магнитного поля осуществлялось поворотом на угол 360° лазерного диода серводвигателем относительно вертикальной оси.

Целью эксперимента являлось исследование возможности модуляции интенсивности линейно поляризованного излучения лазера с длиной волны $\lambda=650$ нм при прохождении через магнитную жидкость при изменении направления вектора индукции воздействующего магнитного поля, содержащую, наряду с магнитными частицами, нанотрубки.

Используемая нами в эксперименте магнитная жидкость на основе керосина с магнитными наночастицами, стабилизированными олеиновой кислотой, имела следующие параметры: диаметр магнетитовых частиц $d=5\div 10$ нм (частицы синтезированы химическим осаждением), объёмная доля твёрдой фазы $\varphi = 0,1$.

При параллельном расположении нитевидных агломератов ферромагнитных наночастиц, выстроенных вдоль вектора индукции внешнего магнитного поля, и электрической составляющей линейно поляризованного лазерного излучения, должно наблюдаться максимальное взаимодействие поля с поглощающими его энергию агломератами. Если агломераты расположены перпендикулярно электрической компоненте лазерного излучения, то поглощение энергии поля должно быть минимальным, если вдоль – максимальным.

Таким образом, изменяя направление вектора индукции воздействующего на магнитную жидкость магнитного поля, можно модулировать прошедшую через нее мощность лазерного излучения. При введении в магнитную жидкость нанотрубок наблюдается их агломерация вдоль нитевидных агломератов ферромагнитных наночастиц, в результате чего увеличивается результирующая толщина и проводимость агломератов, представляющих собой композиты из ферромагнитных наночастиц и нанотрубок. Следовательно, должна существенно увеличиваться глубина модуляции прошедшего излучения.

Были исследованы возможности увеличения глубины модуляции лазерного излучения при помещении в магнитную жидкость нанотрубок. Суспензия из магнитной жидкости и многостенных нанотрубок серии «Таунит» [155], имеющие длину ~2 мкм, внутренний 3–8 нм и наружный диаметр 20–40 нм, помещалась в ячейку между двумя стеклянными подложками, площадь поверхности которых составляла 2 см², высота ячейки – 100 мкм.

Для предотвращения агрегирования нанотрубок между собой проводилось ультразвуковое воздействие на суспензию, состоящую из нанотрубок в присутствии ПАВ – олеиновой кислоты. Сначала к навеске нанотрубок добавляли олеиновую кислоту и перемешивали на магнитной мешалке в течение 15 мин. Затем композит помещали в ультразвуковую ванну УЗДН-2Т и воздействовали с частотой 40 кГц в течение 1 часа. Полученный композит добавляли в магнитную жидкость и повторно перемешивали на магнитной мешалке в течение 15 мин. Суспензию, состоящую из магнитной жидкости и

нанотрубок с различной концентрацией использовали для проведения эксперимента.

Для визуализации агломератов магнетитовых наночастиц и агломератов магнетитовых частиц и нанотрубок было проведено высушивание тонкого слоя магнитной жидкости и магнитной жидкости с нанотрубками. На рис.4.6 представлены фрагменты слоя магнитной жидкости (а) и магнитной жидкости с нанотрубками (б), высушенных в магнитном поле. Изображения были получены на оптическом микроскопе HIROXKH-7700.

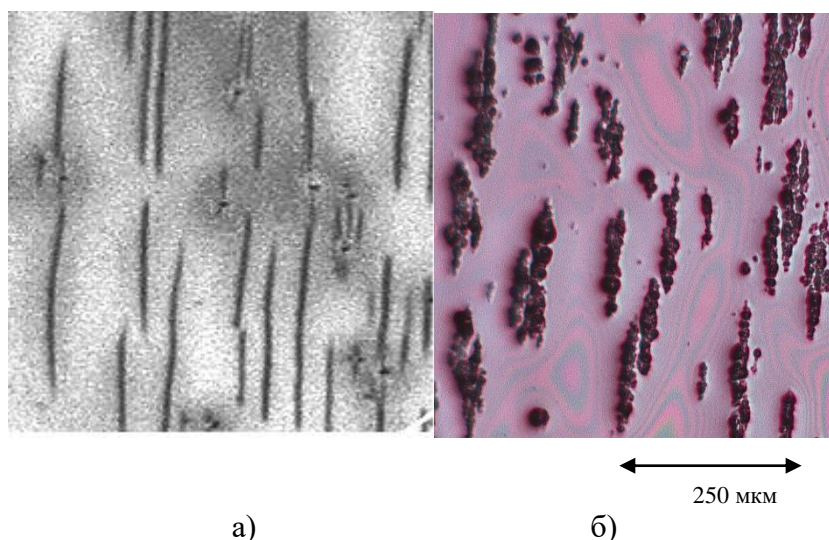


Рисунок 4.6 Тонкий слой магнитной жидкости, высушенный во внешнем магнитном поле с индукцией 0,2 Тл: а) без нанотрубок; б) с многостенными нанотрубками серии «Таунит»

Экспериментальная установка показана на рис. 4.7. Ячейки с магнитной жидкостью и нанотрубками 2 помещались в магнитное поле таким образом, чтобы вектор магнитной индукции был параллелен плоскостям кюветы. Источником магнитного поля служил электромагнит на основе катушек Гельмгольца 4. Величина индукции магнитного поля в области магнитной жидкости составляла 0,2 Тл. Излучение полупроводникового лазера 1 направлялось перпендикулярно плоскости кюветы, прошедшее через кювету излучение регистрировалось фотодиодом 3, помещенным непосредственно под ячейкой. Сигнал с фотодиода регистрировался, оцифровывался и поступал для анализа в компьютер.

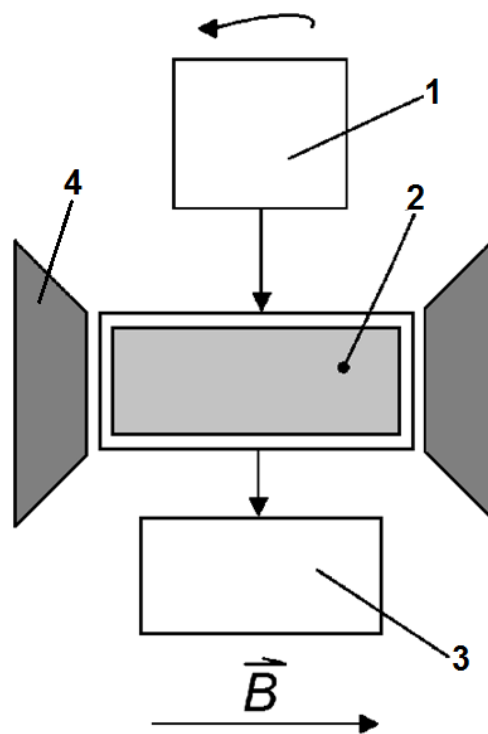


Рисунок 4.7 Схема экспериментальной установки: 1 – источник лазерного излучения с длиной волны $\lambda=650$ нм, 2 – ячейка с магнитной жидкостью, 3 – фотодиод, 4 – обкладки электромагнита

Были проведены измерения глубины модуляции для трех суспензий: №1 – магнитная жидкость без нанотрубок, №2 – магнитная жидкость с нанотрубками с концентрацией 10 г/л, №3 – магнитная жидкость с концентрацией нанотрубок 40 г/л.

В зависимости от угла поворота лазера изменялась интенсивность прошедшего через ячейку лазерного излучения вследствие изменения ориентации электрической компоненты лазерного излучения относительно агломератов, образованных ферромагнитными частицами и нанотрубками.

Коэффициент прохождения оптического излучения через магнитную жидкость в отсутствии магнитного поля составлял 7%.

На рис. 4.8 приведена зависимость интенсивности прошедшего излучения, регистрируемого фотодиодом, от угла α между вектором электрической компоненты лазерного излучения и вектором индукции магнитного поля.

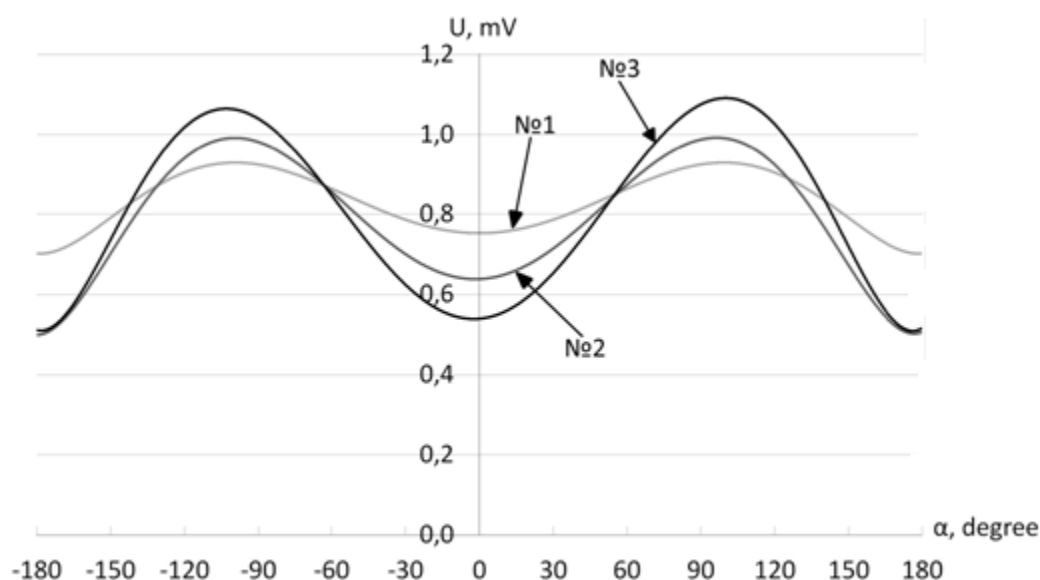


Рисунок 4.8 Зависимость напряжения на фотодиоде от угла между вектором электрического поля лазерного излучения и вектором индукции магнитного поля для суспензий с различной концентрацией нанотрубок (№1 – магнитная жидкость без нанотрубок, №2 – магнитная жидкость с нанотрубками с концентрацией 10 г/л, №3 – магнитная жидкость с нанотрубками с концентрацией 40 г/л)

Минимальное значение напряжения на фотодиоде для всех трех суспензий наблюдалось при параллельной ориентации электрической составляющей лазерного излучения и вектора индукции магнитного поля. С ростом концентрации нанотрубок минимальное значение напряжения уменьшается, а максимальное увеличивается.

Глубина модуляции лазерного излучения была вычислена на формуле: $M = (I_{\phi max} - I_{\phi min}) / I_{\phi max}$ и составила 22% для магнитной жидкости без нанотрубок; 37 % для суспензии магнитной жидкости с концентрацией нанотрубок 10 г/л и 54 % для суспензии магнитной жидкости с концентрацией нанотрубок 40 г/л.

Для оценки инерционных свойств полученных суспензий в изменяющемся магнитном поле была определена граничная частота, при которой наблюдалось изменение оптических свойств композита. На вставке к рис.4.9 изображена экспериментальная установка. Источником переменного магнитного поля с амплитудой 25 мТл служил соленоид 1, питание которого модулировалось генератором звуковой частоты 2. В центр соленоида помещался образец 5. Лазерное излучение с длиной волны 650 нм от диода 3 после отражения от

зеркала 4 проходило через образец и регистрировалось фотодиодом 6. Направление электрической компоненты лазерного излучения совпадало с вектором индукции магнитного поля. Прошедшее излучение регистрировалось фотодиодом.

Используя дискретное преобразование Фурье, были построены спектры прохождения для каждой частоты внешнего переменного магнитного поля. По каждому спектру был рассчитан коэффициент Ω , равный отношению амплитуды спектральной составляющей на частоте внешнего магнитного поля к уровню шумов. На рис.4.9 изображена зависимость коэффициента Ω для образца №3 с концентрацией нанотрубок 40 г/л от частоты внешнего переменного магнитного поля.

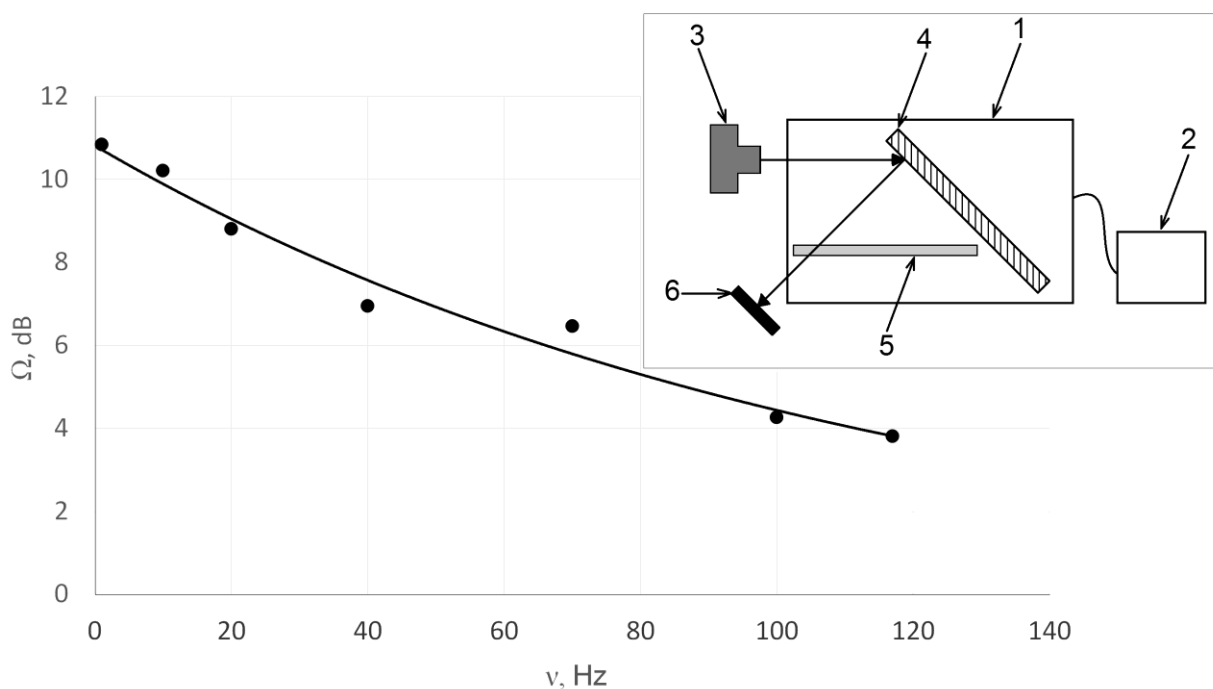


Рисунок 4.9 Спектр отношения величины амплитуды спектральной составляющей лазерного излучения, прошедшего через образец №3 с концентрацией нанотрубок 40 г/л, соответствующей частоте внешнего переменного магнитного поля, к уровню шума. На вставке к рисунку представлена схема установки для определения граничной частоты изменения внешнего магнитного поля: 1 – соленоид, 2 – низкочастотный генератор, 3 – лазерный диод, 4 – зеркало, 5 – исследуемый образец, 6 – фотодиод

При анализе спектра интенсивности лазерного излучения обнаруживаются спектральные компоненты с частотами порядка частоты модуляции. Из спектров

интенсивности на рис. 4.10 видно, что для всех образцов значение граничной частоты составило 117 Гц.

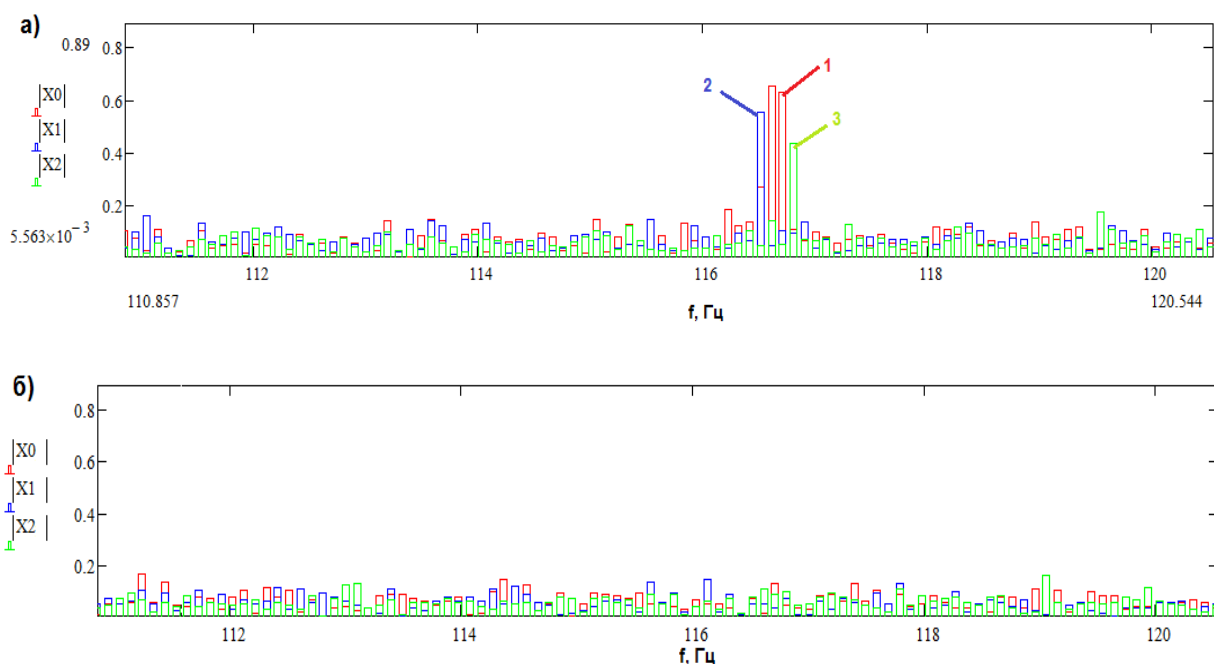


Рисунок 4.10 Спектры интенсивности лазерного излучения, прошедшего через образцы №1, №2, №3 в магнитном поле с изменяющимся направлением: а - при частоте магнитного поля 117 Гц, б - при частоте 118 Гц

На спектре при приложении переменного магнитного поля с частотой 117 Гц отчетливо виден пик соответствующей частоты, в то время как при частоте 118 Гц (рис. 4.10б) и больше пик отсутствует. Таким образом, модуляция может эффективно осуществляться до частот 117 Гц.

Таким образом, показана возможность модуляции интенсивности линейно поляризованного оптического излучения ($\lambda=650$ нм) при прохождении через магнитную жидкость и суспензию магнитной жидкости с многостенными нанотрубками серии «Таунит», имеющими длину ~2 мкм, внутренний 3–8 нм и наружный диаметр 20–40 нм, при воздействии магнитного поля с изменяющимся направлением. Для суспензии магнитной жидкости с концентрацией нанотрубок 40 г/л достигается глубина модуляции свыше 50%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Установлено, что процессы структурообразования в исследуемой магнитной жидкости под действием внешнего магнитного поля, приводящие к возникновению агломератов ферромагнитных наночастиц и изменению намагниченности магнитной жидкости, носят пороговый характер. Определены три пороговые величины индукции магнитного поля для магнитной жидкости на основе керосина с диаметром феррочастиц $d = 5 \div 10$ нм, стабилизированных олеиновой кислотой, и объемной долей твердой фазы $\varphi = 0,1$.
2. Выявлено, что с ростом магнитной индукции в диапазоне от 0 до 0,02 Тл однодоменные ферромагнитные наночастицы диаметром $d = 5 \div 10$ нм объединяются в агломераты микронных размеров. При значениях индукции магнитного поля, больших 0,02 Тл, вплоть до значения индукции магнитного поля 0,1 Тл наблюдалось увеличение числа агломератов, при этом броуновское движение ферромагнитных наночастиц препятствует образованию агломератов, среднее значение длин которых превышает 38 мкм при комнатной температуре.
3. Показано, что при значениях индукции магнитного поля, больших 0,1 Тл, с возрастанием сил магнитодипольного взаимодействия между агломератами ферромагнитных наночастиц наблюдался резкий рост размеров агломератов до 248 мкм за счет объединения агломератов с меньшими размерами. При превышении значения индукции магнитного поля 0,13 Тл размеры агломератов практически перестали изменяться.
4. Установлено, что зависимость коэффициента отражения электромагнитного излучения сверхвысокочастотного диапазона,

взаимодействующего с магнитной жидкостью, от величины приложенного магнитного поля носит пороговый характер и обусловлена изменением размеров агломератов, образованных наноразмерными магнетитовыми частицами магнитной жидкости на основе керосина под воздействием приложенного магнитного поля с индукцией до 1,2 Тл, их концентрацией, ориентацией относительно компонент электромагнитной волны и величиной намагниченности агломератов ферромагнитных наночастиц.

5. Предложена модель формирования структуры магнитной жидкости, характеризующейся наличием агломератов ферромагнитных наночастиц, их концентрацией, ориентацией и намагниченностью в магнитном поле с индукцией до 1,2 Т, позволяющая корректно описать особенности взаимодействия электромагнитного излучения сверхвысококачественного диапазона с ферромагнитными наночастицами, входящими в состав магнитной жидкости.

6. Показано согласование теоретически рассчитанных и экспериментально полученных спектров отражения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона от слоя магнитной жидкости, помещенной в измерительную систему.

7. На основе предложенной модели формирования структуры магнитной жидкости с учетом эффектов, обусловленных агломерацией ферромагнитных наночастиц, и наличия у них оболочек поверхностно-активных веществ адекватно решена обратная задача по определению параметров магнитной жидкости (среднего диаметра магнетитовых частиц, объемной доли твердой фазы, диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь) с использованием частотных зависимостей коэффициентов отражения в СВЧ-диапазоне при нескольких значениях температур.

8. Экспериментально реализован способ модуляции интенсивности линейно поляризованного излучения полупроводникового лазера на квантоворазмерных структурах, проходящего через магнитную жидкость,

при воздействии магнитного поля, с изменяющимся направлением вектора магнитной индукции и с величиной, достаточной для формирования агломератов ферромагнитных наночастиц с размером, превышающем длину волны оптического излучения.

9. Установлено, что глубина модуляции интенсивности линейно поляризованного оптического излучения ($\lambda=650$ нм), проходящего через магнитную жидкость, при изменении направления вектора индукции магнитного поля с величиной, достаточной для формирования агломератов ферромагнитных наночастиц, увеличивается до 37 – 54% при добавлении многостенных углеродных нанотрубок с длиной ~ 2 мкм, наружным 15–40 нм и внутренним диаметром 3–8 нм с концентрацией в диапазоне 10–40 г/л.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Stergiou C.A., Koledintseva M.Y., Rozanov K.N. Hybrid polymer composites for electromagnetic absorption in electronic industry // Hybrid Polymer Composite Materials: Applications. – 2017. – P. 53–106.
2. Lomaeva S.F., Maratkanova A.N., Petrov D.A., Rozanov K.N., Starostenko S.N. Microwave properties of FeCo–SiO₂ systems obtained by high-energy milling // Inorganic Materials: Applied Research. – 2017. – V. 8. – № 4. – P. 515–520.
3. Рыжков А.В., Меленёв П.В., Райхер Ю.Л. Магнитные и структурные свойства магнитополимерного композита: многочастичная модель // Неделя науки СПбПУ: Материалы научного форума с международным участием. Институт прикладной математики и механики. – 2015. – С. 216–219.
4. Hubert A., Schäfer R. Magnetic domains. Berlin, Germany: Springer, 1998. – P. 492.
5. Полунин В.М. Акустические свойства нанодисперсных магнитных жидкостей. М.: Физматлит, 2011. – 425 с.
6. Ivanov A.O., Camp P.J. Theory of the dynamic magnetic susceptibility of ferrofluids // Physical Review E. – 2018. – V. 98. – № 5. – P. 050602.
7. Pyanzina E., Kantorovich S., Ivanov A., Cerda J.J., Holm C. How to analyse the structure factor in ferrofluids with strong magnetic interactions: a combined analytic and simulation approach // Molecular Physics. – 2009. – V. 107. – № 4–6. – P. 571–590.
8. Schäfer B., Hecht M., Harting J., Nirschl H. Agglomeration and filtration of colloidal suspensions with DVLO interactions in simulation and experiment // Journal of Colloid and Interface Science. – 2010. – V.349. – №.1. – P. 186–195.
9. Mishra M., Singh A. P., Singh B.P., Singh V.N., Dhawan S. K. Conducting ferrofluid: a high-performance microwave shielding material // Journal of Materials Chemistry. – 2014. – V.2(32). – P.13159.

10. Bucci O. M., Bellizzi G., Bellizzi G. G. Microwave Broadband Characterization of a Diluted Water-Based Ferrofluid in Presence of a Polarizing Magnetic Field// IEEE Transactions on Magnetics. – 2016. – V.1-1. – P. 2633239.
11. Хиженков П.К., Дорман В.Л., Барьяхтар Ф.Г. Фазовая диаграмма магнитной жидкости // Магнитная гидродинамика. – 1989. – №1. – С.35–40.
12. Дроздова В.И., Скибин Ю.Н., Шагрова Г.В. Исследование структуры разбавленных магнитных жидкостей по анизотропному светорассеянию // Магнитная гидродинамика. – 1987. – №2. – С.63–66.
13. Haas W.E., Adams J.E. Diffraction effects in ferrofluids // Journal Applied Physics Letters. – 1975. –V. 27. – P. 571–572.
14. Райхер Ю.Л. Диффракционное рассеяние света ферромагнитной суспензией в сильном магнитном поле // Физические свойства магнитных жидкостей. Свердловск: УНЦ АН СССР. – 1983. – С. 58–65.
15. Кубасов А.А. Исследование структуры магнитной жидкости методом рассеяния света // Магнитная гидродинамика. – 1986. – № 2. – С.133–135.
16. Пшеничников А.Ф., Шурубор И.Ю. Диффракционное рассеяние света тонкими слоями магнитной жидкости // Структурные свойства и гидродинамика магнитных коллоидов. Свердловск: УНЦ АН СССР. – 1986. – С. 25–28.
17. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Ермолаев С.А. Визуальное наблюдение агломератов в объеме магнитной жидкости // Письма в ЖТФ. – 1995. –Т. 21. – №.22. – С. 82–85.
18. Islam M.F., Lin K. H., Lacoste D., Lubensky T. C., Yodh A. G. Field-induced structures in miscible ferrofluid suspensions with and without latex spheres//J. Magn. Magn. Mat. – 2003. – V.67.– P. 021402.
19. И. А. Яковлев, С. Н. Варнаков, Б. А. Беляев, С. М. Жарков, М. С. Молокеев, И. А. Тарасов, С. Г. Овчинников Исследование структурных и магнитных характеристик эпитаксиальных пленок Fe_3Si/Si //Письма в ЖЭТФ. – 2014. –Т. 99. – № 9. – С. 610–613.

20. С.А. Гусев, Ю.Н. Ноздрин, М.В. Сапожников, А.А.Фраерман. Коллективные эффекты в искусственных двумерных решетках ферромагнитных наночастиц // Конференции и симпозиумы. –2000. –Т. 170. –№3. – С. 331-333.
21. А.И. Бобров, Е.Д. Павлова, А.В. Кудрин, Н.В. Малехонова. Исследования структуры ферромагнитного слоя GaMnSb // Физика и техника полупроводников. – 2013. – Т. 47. – №12. – С. 1613-1616.
22. Виноградов А.Н., Гогосов В.В., Усанов А.А., Цурков С.Н. Определение параметров магнитной жидкости по распространению ультразвука // Магнитная гидродинамика. – 1989. – №4. – С.29–37.
23. Семихин В.И. Акустический метод определения порогового поля структурообразования в магнитных жидкостях // Магнитная гидродинамика. – 1989. –№3. – С.116–118.
24. Быков В., Поляков В. Новые решения для материаловедения, комплексного исследования и контроля материалов и структур с высоким пространственным разрешением // Наноиндустрия. – 2017. – № 2 (72). – С.58-72.
25. Skorokhodov, E.V., Sapozhnikov M.V., Reznik A.N., Polyakov V.V., Bykov V.A., Volodin A.P., Mironov V. L. A Magnetic Resonance Force Microscope Based on the Solver-HV Probe Complex // Instruments and Experimental Techniques. – 2018. – V.61. – №5. – P. 761–765.
26. Быков В.А., Быков А.В., Шикин С.А. Сканирующий зондовый микроскоп // Патент на изобретение РФ №2494406. Опубликовано: 14.12.2009.
27. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Ермолаев С.А. СВЧ и ультразвуковые методы определения размеров ферромагнитных частиц и агломератов магнитной жидкости // Магнитная гидродинамика. – 1996. – Т.32. – №4. – С.503–508.
28. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Ермолаев С.А. Резонансное отражение СВЧ излучения от магнитной жидкости // Письма в ЖТФ. – 1992. – Т.19. – №.16. – С.47–50.

29. Усанов Д.А., Постельга А.Э., Алтынбаев С.В. Определение параметров магнитной жидкости по температурной зависимости сверхвысокочастотного спектра отражения // ЖТФ. – 2013. – Т. 83. – №. 11. – С. 30–33.
30. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В., Курганов А.В. Определение параметров магнитной жидкости по отражению сверхвысокочастотного излучения // ЖТФ. – 2001. – Т.71. – №12. – С.26–29.
31. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В., Постельга А.Э., Райхер Ю.Л., Степанов В.И. Температурная зависимость коэффициента отражения микроволнового излучения от слоя магнитной жидкости // ЖТФ. – 2006. – Т.76. №11. – С.126–129.
32. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В., Постельга А.Э. Частотная зависимость коэффициента отражения СВЧ излучения от магнитной жидкости в области азотных температур// ЖТФ. – 2009. – Т.79. – №9. – С.146–148.
33. Бочкова Т.С., Игонин С.В., Усанов Д.А., Постельга А.Э. Определение параметров магнитной жидкости по температурной зависимости спектра отражения сверхвысокочастотного излучения с учетом образованных агломератов ферромагнитных наночастиц //Дефектоскопия. – 2018. – №8. – С.41–49.
34. Усанов Д.А., Постельга А.Э., Бочкова Т.С., Гуров К.А., Игонин С.В. Многопараметровые измерения структур сверхвысокочастотными волноводными методами // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2018. – Т.21. – №3. – С.12–17.
35. Усанов Д.А., Постельга А.Э., Бочкова Т.С., Игонин С.В. Применение теории возмущений для решения обратной задачи по определению параметров магнитной жидкости с учетом агломератов ферромагнитных наночастиц// Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро– и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами: Сборник статей пятой Всероссийской научной школы–семинара / под ред. проф. Д. А. Усанова.– Саратов: Изд–во «Саратовский источник». – 2018. – С.126–129.

36. Бочкова Т.С., Игонин С.В., Усанов Д.А., Постельга А.Э. Влияние учета агломератов ферромагнитных наночастиц на определение параметров магнитной жидкости по температурной зависимости спектра отражения сверхвысокочастотного излучения // 18-я Международная Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям. – 2018. – С. 341–352.
37. Усанов Д.А., Постельга А.Э., Бочкова, Т.С., Игонин С.В. Способ определения параметров магнитной жидкости // Патент на изобретение РФ №2679457. Опубликовано: 11.02.2019. Бюл. № 5. Пол. решение по заявке № 2017140519/28 от 22.11.2017.
38. Усанов Д.А., Постельга А.Э., Бочкова, Т.С., Гаврилин В.Н., Игонин С.В. Модель взаимодействия магнитной жидкости, помещенной во внешнее магнитное поле, с электромагнитной волной СВЧ-диапазона // В сборнике: Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро– и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами: Сборник статей шестой Всероссийской научной школы–семинара / под ред. проф. Д. А. Усанова. Саратов: Изд–во «Саратовский источник». – 2019. – С.151–155.
39. Усанов Д.А., Постельга А.Э., Бочкова Т.С., Гаврилин В.Н. Динамика агломерации наночастиц в магнитной жидкости при изменении магнитного поля // ЖТФ. – 2016. –Т. 86. – № 3. – С. 146–148.
40. Усанов Д.А., Постельга А.Э., Бочкова Т.С., Гаврилин В.Н. Агломерация наночастиц магнитной жидкости в магнитном поле // Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро– и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами: Материалы Всероссийской научной школы–семинара / под ред. проф. Д. А. Усанова. Саратов: Изд–во «Саратовский источник». – 2015. – С. 67–69.
41. Фальквик И. Измерение диэлектрической проницаемости на частотах СВЧ–диапазона методом малых возмущений// ТИИЭР. – 1964. – Т. 52. – №2. – С. 215.

42. Belotelov V.I., Kreilkamp L.E., Akimov I.A., Kalish A.N., Bykov D.A., Kasture S., Yallapragada V.J., Achanta Venu Gopal, Grishin A.M., Khartsev S.I., Nur-E-Alam M., Vasiliev M., Doskolovich L.L., Yakovlev D.R., Alameh K., Zvezdin A.K., Bayer M. Plasmon-mediated magneto-optical transparency // Nature Communications. – 2013. –V.4(1).
43. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Ермолаев С.А. Дифракция света на агломератах слоя магнитной жидкости в магнитном поле, параллельном плоскости слоя // Письма в ЖТФ. – 1997. – Т. 23. – №. 3. – С. 64–67.
44. Усанов Д.А., Постельга А.Э., Бочкова, Т.С., Гаврилин В.Н., Игонин С.В. Модуляция поляризованного оптического излучения, проходящего через магнитную жидкость с нанотрубками, при воздействии магнитного поля с изменяющимся направлением // ЖТФ. – 2017. – Т. 87. – № 6. – С. 1432–1435.
45. Усанов Д.А., Постельга А.Э., Бочкова, Т.С., Гаврилин В.Н., Игонин С.В. Модуляция поляризованного оптического излучения, проходящего через магнитную жидкость с нанотрубками, при воздействии магнитного поля с изменяющимся направлением // Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами: Материалы четвертой Всероссийской научной школы–семинара / под ред. проф. Д. А. Усанова. Саратов: Изд-во «Саратовский источник». – 2017. –С.31–34.
46. Фертман В.Е. Магнитные жидкости: конвекция и теплообмен. Минск: Наука и техника, 1978. – 208 с.
47. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика. М.: Мир, 1989. – 366 с.
48. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. Рига: Зинанте, 1989. – 366 с.
49. Б.М. Берковский, М.С. Краков, В.Ф. Медведев. Магнитные жидкости – новый технологический материал. М.: ИВТАН, 1984. – 289с.

50. Wertheim M.S. Exact solution of the mean spherical model for fluids of hard spheres with permanent electric dipole moments // J. Chem. Phys. – 1971. – Vol. 55. – №2. – P.4291–4298.
51. Гехт Р.С., Игнатченко В.А. Фазовый переход в системе мелких ферромагнитных частиц //Изв. АН СССР. Сер.физ. – 1980. – Т. 44. – №7. – С.1362–1366.
52. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975. – 532 с.
53. Чеканов В.В., Дроздова В.И., Нуцубидзе П.В. и др. Изменение намагниченности магнитной жидкости при образовании агломератов // Магнитная гидродинамика. – 1984. – №1. – С. 3–9.
54. Elmore W. C. The magnetization of ferromagnetic colloid // Phys. Rev. – 1938. – V. 54. – № 12. – P. 1092–1095.
55. Shliomis M.I., Raikher Yu.L. Experimental Investigations of Magnetic fluids// IEEE Transactions on Magnetic. – 1980. – V. 16. – № 2. – P. 237–250.
56. Бибик Е.Е., Матыгулин Б.Я., Райхер Ю.Л., Шлиомис М.И. Магнитостатические свойства коллоидов магнетита // Магнитная гидродинамика. – 1973. –№ 1. – С. 68–72.
57. Мозговой Е.Н., Блум Э.Я. Магнитные свойства мелкодисперсных ферросуспензий, синтезированных электроконденсационным способом // Магнитная гидродинамика. – 1971. – № 4. – С. 18–24.
58. Диканский Ю.И., Кожевников В.М., Чеканов В.В. Магнитная восприимчивость и электропроводность магнитной жидкости при наличии структурных образований // Физические свойства магнитных жидкостей. Свердловск: УНЦ АН СССР. – 1983. – С. 28–33.
59. Диканский Ю.И., Полихрониди Н.Г., Чеканов В.В. Исследование магнитных свойств феррожидкости в постоянном однородном магнитном поле // Магнитная гидродинамика. – 1981. – № 3. – С. 118–120.
60. Пшеничников А.Ф., Мехоношин В.В. Магнитные свойства отвержденных ферроколлоидов // Физика твердого тела. – 1998. – Т.40. – №6. –С. 1062–1067.

61. Mamiya H., Nakatani I., Furubashy T. Phase transitions of iron–nitridemagnetic fluids // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V. 84. – P. 6106–6109.
62. Губин С.П. и др. Магнитные наночастицы: методы получения, строение и свойства // *Успехи химии.* – 2005. – №74(6). – С. 539–574.
63. Иванов А.О., Канторович С.С. Структура цепочечных агрегатов в ферроколлоидах // *Коллоидный журнал.* – 2002. – Т. 65. – № 2. – С. 166.
64. Pincus P. Static conformations and dynamics of colloidal suspensions of ferromagnetic grains // Hemisphere Publishing Corp. Washington. – 1978. – P.87–96.
65. Иванов А.О., Новак Е.В. Фазовое расслоение ферроколлоидов: роль Ван-дер-Ваальсового взаимодействия // *Коллоидный журнал.* – 2007. – Т. 69. – № 3. – С. 332–341.
66. Диканский Ю.И., Нечаева О.А. Особенности устойчивости микрокапельной структуры магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях // *Известия высших учебных заведений. Северо-Кавказский регион. Естественные науки.* – 2004. – № 6. – С.37–41.
67. Ivanov A.S. Anomalous interfacial tension temperature dependence of condensed phase drops in magnetic fluids // *Phys. Fluids.* – 2018. – V. 30. – 052001-9.
68. Afkhami S., Tyler A.J., Renardy Y., Renardy M., St Pierre T.G., Woodward R.C., Riffle J.S. Deformation of a hydrophobic ferrofluid droplet suspended in a viscous medium under uniform magnetic fields // *J. Fluid Mech.* – 2010. – V. 663. – P. 358–384.
69. Zakinyan A., Nechaeva O., Dikansky Yu. Motion of a deformable drop of magnetic fluid on a solid surface in a rotating magnetic field // *Exp. Therm. Fluid Sci.* – 2012. – V. 39. – P. 265–268.
70. Ivanov A.S.. Temperature dependence of the magneto–controllable first–order phase transition in dilute magnetic fluids // *J.Magn. Mater.* – 2017. – V. 441. – P 620–627.

71. Pshenichnikov A.F., Ivanov A.S. Magnetophoresis of particles and aggregates in concentrated magnetic fluids // *Phys. Rev. E.* – 2012. – V.86. – P. 051401.
72. Buevich Yu.A., Ivanov A.O. Separation kinetics of ferrocolloids in the absence of a magnetic field // *Journal of Engineering Physics and Thermophysics.* – 1993. – V. 64. – № 1. – P. 14-22.
73. Ivanov A.S., Pshenichnikov A.F. Vortex flows induced by drop-like aggregate drift in magnetic fluids // *Physics of Fluids.* – 2014. – V.26. – №1. – 012002.
74. Иванов А.О. Фазовое расслоение магнитных жидкостей: дисс.д.ф.-м.н. – Екатеринбург, 1998. – 295 с.
75. Иванов А.С. Магнитофорез и диффузия коллоидных частиц в тонком слое магнитной жидкости: дис. к.ф.-м.н. – Пермь, 2011. – 148 с.
76. Елфимова Е.А. Фрактальные агрегаты в коллоидных дисперсиях: дис. к.ф.-м.н. – Екатеринбург, 2006. – 130 с.
77. Елфимова Е.А., Зубарев А.Ю., Иванов А.О. Эволюция ансамбля фрактальных агрегатов в коллоидных системах // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* – 2006. – Т. 130. – № 6. – С. 1061–1071.
78. Zubarev A.Yu., Ivanov A.O. Fractal structure of a colloidal aggregate // *Doklady Physics.* – 2002. – Т. 47. – № 4. – С. 261-266.
79. Ivanov A.O., Zubarev A.Yu. Internal structure of colloidal aggregates // *Physical Review E – Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics.* – 2001. – V. 64. – № 4. – P. 414031-414034.
80. Krueger D.A. Review of agglomeration in ferrofluids // *IEEE Trans. on magn.* – 1980. – №3. – P.251–263.
81. Popplewell J., Charles S., Hoon S. Aggregate formation in metallic ferromagnetic liquids // *IEEE Trans. on magn.* – 1980. – №2. – P.191–196.

82. Jordan P.C. Association phenomena in a ferromagnetic colloid // *Molec. Phys.* – 1973. –V.25. – P.961–973.
83. Krueger D.A. Theoretical estimates of equilibrium chain lengths in magnetic colloids // *J. Colloid Interface Sci.* – 1979. –V.70. – P.556–563.
84. Liao W.H., Krueger D.A. Theory of large agglomerates in magnetic colloids // *J. Colloid Interface Sci.* – 1979. –V.70. – P.564–576.
85. Hayes C.F. Association in a ferromagnetic colloid // *J. Colloid Interface.* – 1975. –V.52. – №2. – P. 239–243.
86. Гогосов В.В., Налетова В.А., Шапошникова Г.А. Гидродинамика намагничивающихся жидкостей // *Итоги науки и техники, сер. Механика жидкости и газа.* – 1981. – Т. 16. – С. 76–208.
87. Скибин Ю.Н. Исследование свойств малых ферромагнитных частиц и их взаимодействия в магнитных жидкостях оптическими методами: дис. канд. физ.–мат. наук. – Ставрополь, 1982. – 138 с.
88. Дроздова В.И. Экспериментальные исследования структуры и магнитных свойств магнитных жидкостей: дис. канд. физ.–мат. наук. –Ставрополь, 1983. – 139 с.
89. Диканский Ю.И. Экспериментальное исследование взаимодействия частиц и структурных превращений в магнитных жидкостях: дис. канд. физ.–мат. наук. – Ставрополь, 1984. – 125 с.
90. De Gennes P.G., Pair Correlation in a ferromagnetic colloids // *Physics der kondensierten Materie.* – 1970. – V.11. – № 3. P.189–198.
91. Райхер Ю.Л., Шлиомис М.И. К теории дисперсии магнитной восприимчивости мелких ферромагнитных частиц// *ЖЭТФ.* – 1974. –Т. 67. – С. 1060–1073.
92. Зубарев А.Ю, Исакова Л.Ю. Структурные превращения в магнитных суспензиях// *Коллоидный журнал.* – 2009. –Т. 71. – № 4. – С. 492–496.

93. Bossis G., Iskakova L., Kostenko V., Zubarev A. Kinetics aggregation of magnetic suspensions / *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. – 2011. V. 390. – № 14. – P. 2655–2663.
94. Бибик Е.Е., Бузунов О.Е. Достижения в области получения и применения магнитных жидкостей. М: ЦНИИ, Электроника, 1979. – 60 с.
95. Дроздова В.И., Скибин Ю.Н., Шагрова Г.В. Исследование структуры разбавленных магнитных жидкостей по анизотропному светорассеянию // *Магнитная гидродинамика*. – 1987. – №2. – С.63–66.
96. Bogardus H., Krueger D.A., Thompson D. Dynamic magnetization in ferrofluid // *J.Appl.Phys.* – 1978. – V.49. – №6. – P.3422–3429.
97. Vacri J.C., Salin D. Optical scattering on ferrofluid agglomerates // *J.Physique (Lettres)*. – 1982. –V.41. – №22. –P.771–777.
98. Диканский Ю.И., Цеберс А.О. Концентрационные доменные структуры в тонких слоях магнитной жидкости и дифракция света // *Магнитная гидродинамика*. – 1990. – №2. – С.47–53.
99. Vacri J.C., Cabuil V., Massart R. Ionic ferrofluid: optical properties // *JMMM*. – 1987. – V. 65. – P. 285–288.
100. Кузин Б.И., Лукьянов А.Е., Соколов В.В., Трегубкин Э.А. Применение методов физической акустики к исследованию магнитных жидкостей // *Приборы и методы измерения физических параметров магнитных коллоидов*. Свердловск.: Ур.отд. АН СССР. – 1991. – С.77–81.
101. Jones G.A. Aggregation of water-based magnetic liquids observed with the polarising microscope // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1985. –V. 18. – № 7. – P.1281–1290.
102. Чеканов В.В., Кожевников В.М., Падалка В.В., Скибин Ю.Н. Двулучепреломление магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях // *Магнитная гидродинамика*. – 1985. – №2. – С. 79–83.
103. Кожевников В.М., Падалка В.В., Райхер Ю.Л., Чеканов В.В., Оптическая анизотропия магнитной жидкости в скрещенных электрическом и магнитном полях // *Изв. АН СССР. Сер.физ.* – 1987. – Т.51. – № 6. – С. 1042–1048.

104. Taketomi S. Magnetic field sensor using an anomalous pseudo Cotton– Mouton effect of a magnetic fluid thin film // Proc. 3rd sensor symp. – 1983. –P. 175–178.
105. Taketomi S. Magnetic birefringence and dichroism in magnetic fluid // TJMJ. – 1989. –V. 4. – № 6. – P. 384–394.
106. Дмитриев С.П., Лукьянов А.Е., Соколов В.В., Трегубкин Э.А. Исследование кинетики процессов структурообразования в магнитной жидкости акустическим методом // Магнитная гидродинамика. – 1985. – №3. – С.138–141.
107. Ivanov A.O., Kantorovich S.S. Chain aggregate structure and magnetic birefringence in polydisperse ferrofluids // Physical Review E – Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics. – 2004. –V. 70. –№ 2 1. – P. 021401.
108. Иванов А.О., Канторович С.С. Структура цепочечных агрегатов в ферроколлоидах // Коллоидный журнал. – 2003. – Т. 65. – № 2. – С. 189–200.
109. Kantorovich S., Ivanov A.O. Formation of chain aggregates in magnetic fluids: an influence of polydispersity // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2002. – V. 252. – . № 1. – P. 244–246.
110. Ivanov A.O., Kantorovich S.S., Mendeleev V.S., Pyanzina E.S. Ferrofluid aggregation in chains under the influence of a magnetic field// Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2006. – V. 300. – № 1. – P. 206–209.
111. Иванов А.О., Менделев В.С. Влияние цепочечных агрегатов на магнитные свойства ферроколлоидов// Коллоидный журнал. – 2007. – Т. 69. – № 3. – С. 323-331.
112. Ivanov A.O. Phase separation in magnetic colloids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1999. – V. 201. – № 1-3. –P. 234-237.
113. Ivanov A.O., Zubarev A.Yu. Kinetics of a ferrofluid phase separation induced by an external magnetic field // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1999. –V. 201. – № 1. –P. 222–225.
114. Pshenichnikov A.F., Ivanov A.S. Magnetophoresis of particles and aggregates in concentrated magnetic fluids// Phys. Rev. E. – 2012. – V.86. – P. 051401.
115. Xu X, Friedman G., Humdeld K.D., Majetick S.A., Asher S.A. Superparamagnetic photonic crystal // Chem. Mater. – 2002. – V.14. – №. 3. – P. 1240.

116. Dubreuil J., Bobowski J.S. Ferromagnetic resonance in the complex permeability of an Fe_3O_4 -based ferrofluid at radio and microwave frequencies // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2019. – V. 489. – № 1. P. 165387.
117. Fannin P. C., Stefu N., Marin C. N., Malaescu I., Totoreanu R. Ferrofluid Microwave Devices With Magnetically Controlled Impedances // *AIP Conference Proceedings*. – 2010. – V.1262. – № 1. – P. 92-97.
118. Hussain S., Youngs I.J., Ford I.J. The electromagnetic properties of nanoparticle colloids at radio and microwave frequencies // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2007. – V. 40. – P. 5331–5337.
119. Майоров М.М. Экспериментальное исследование магнитной восприимчивости феррожидкости в переменном магнитном поле // *Магнитная гидродинамика*. – 1979. – №2. – С. 21.
120. Лебедев А.А. Восприимчивость магнитных коллоидов на сверхвысоких частотах // *Двенадцатое Рижское совещание по магнитной гидродинамике*. Саласпилс. – 1987. – Т.3. – *Магнитные жидкости*. – С.31–34.
121. Диканский Ю.И., Полихрониди Н.Г., Балабанов К.А. Магнитная восприимчивость магнитной жидкости с микрокапельной структурой // *III Всесоюзное совещание по физике магнитных жидкостей*. Ставрополь. – 1986. С.45–47.
122. Майоров М.М. Высокочастотная магнитная восприимчивость и времена релаксации магнитной жидкости // *Магнитная гидродинамика*. – 1986. – №2. – С.67–69.
123. Гехт Р.С., Игнатченко В.А., Райхер Ю.Л., Шлиомис М.И. Магнитный резонанс в изотропном суперпарамагнетике // *ЖЭТФ*. – 1976. – Т. 70. – С. 1300–1311.
124. Bagguley D. Ferromagnetic resonance in colloidal suspensions // *Proc. Roy. Soc.* – 1955. – A228. – P.549.
125. Anderson J.C., Donovan B. Internal ferromagnetic resonance in small cobalt particles // *Proc. Phys. Soc.* – 1960. – B75. – P.33.

126. Anderson J.C., Donovan B. Internal ferromagnetic resonance in magnetite // Proc. Phys. Soc. – 1960. – В75. – P.149.
127. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В., Постельга А.Э. Determination of magnetic liquid characteristics by microwave spectrum of reflection // Тезисы докладов Moskow international symposium on Magnetism, г. Москва, 20–24 июня 2002 г. – С. 243.
128. Miscolezy G. Magnetic properties of stable dispersions of subdomain magnetic particles// Journal of Applied Physics. – 1970. – V.1. – №3. – P.1064-1072.
129. Кербер М.Л. Полимерные композиционные материалы. Структура. Свойства. Технологии. СПб.:Профессия, 2008. – 560 с.
130. Мкртчян Л. С., Закирян А.Р., Голота А.Ф.,Ищенко В. М. Электрические свойства тонкого слоя магнитной жидкости с графитовым наполнителем в магнитном поле // Научный журнал КубГАУ. – 2012. – №75. – С. 1–12.
131. Pavlova A.A., Dotsenko V.S., Suslyayev V.I. // 25–я Международная Крымская конференция "СВЧ–техника и телекоммуникационные технологии КрыМиКо-2015", 6–12 сентября 2015 г. Севастополь, Крым. Россия. Т.2, секц. 8/1: Контроль и управление в технологических процессах. – С. 964–965.
132. Leona J. Felicia. Magnetorheological properties of a magnetic nanofluid with dispersed carbon nanotubes // Physical review. – 2014. –V. 89. – P.311– 319.
133. Chin J.Y., Steinle T., Wehler T., Dregely D., Weiss T., Belotelov V.I. Nonreciprocal plasmonics enables giant enhancement of thin-film Faraday rotation // Nature Communications. – 2013. – V.4. – №1.
134. Усанов Д.А., Скрипаль А.В. Анизотропное рассеяние поляризованного света в слое магнитной жидкости // Письма в ЖТФ. – 1997. – Т.23. – №17. – С. 7–10.
135. Philip J., Laskar J. M. Optical Properties and Applications of Ferrofluids // Journal of nanofluids. – 2012. –V.1. – P. 3–20.

136. Horng H.E., Chen C.S., Fang K.L., Yang S.Y., Chieh J.J., Hong C.Y., Yang H.C. Tunable optical switch using magnetic fluids // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V.85. – № 23. – P. 5592–5595.
137. Chieh J.J., Yang S.Y., Horng H.E., Hong C.Y., Yang H.C. Magnetic–fluid optical–fiber modulators via magnetic modulation // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – V. 90. – № 13. – P. 133505–133509.
138. Vales–Prinzon C., Alvarado–Gil J.J., Medina–Esquivel R., Martinez–Tores P. Polarized light transmission in ferrofluids loaded with carbon nanotubes in the presence of a uniform magnetic field // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* – 2014. – V. 369. – P. 114–121.
139. Li J., Liu X., Lin Y., Bai L, Li Q., Chen X. Field modulation of light transmission through ferrofluid film // *Appl. Physic letters.* – 2007. – V.91. – P. 2531087.
140. Reena Mary A. P., Suchand Sandeep C. S., Narayanan T. N., Philip R., Moloney P., Ajayan P. M., Anantharaman M. R. Nonlinear and magneto-optical transmission studies on magnetic nanofluids of non-interaction metallic nickel nanoparticles// *Nanotechnology.* – 2011. – V.22. – №37. – P. 375702.
141. Барьяхтар Ф.Г., Горобец Ю.И., Косачевский Л.Я., Ильчишин О.В., Хиженков П.К. Гексагональная решетка цилиндрических магнитных доменов в тонких пленках феррожидкости // *Магнитная гидродинамика.* – 1981. – №3. С.120–123.
142. Барьяхтар Ф.Г., Хиженков П.К., Дорман В.Л. Динамика доменной структуры магнитной жидкости // *Физические свойства магнитных жидкостей.* – 1983. – С.50–57.
143. Цеберс А.О. Термодинамическая устойчивость магнитных жидкостей// *Магнитная гидродинамика.* – 1982. –№2. – С.42–48.
144. Yoon M., Tománek D. Equilibrium structure of ferrofluid aggregates// *Jornal of physics: Condensed matter.* – 2010. – V. 22. – №.45. – 455105.

145. Zubarev A. Yu., Iskakova L. Yu. Structural Transformations in Magnetic Suspensions// Colloid Journal. – 2009. – V. 71. – № 4. – P. 493–497.
146. Laskar J.M., Philip J., Raj B. Experimental evidence for reversible zippering of chains in magnetic nanofluids under external magnetic fields// Physical Review E. – 2009. – V. 80. – №4. – 041401.
147. Hong C., Lin C., Chen C., Chiu Y.P., Yang S.Y., Horng H.E., Yang H.C. Field-dependent phase diagram of the structural pattern in a ferrofluid film under perpendicular magnetic field // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2001. – V. 226-230. – №2. – P. 1881–1883.
148. Hong C., Jang I.J., Horng H.E., Hsu C.J., Yao Y.D., Yang H. C. Ordered structures in Fe₃ O₄ kerosene-based ferrofluids// Journal of Applied Physics. – 1997. – V.81. – №8. – P. 4275-4277.
149. Никольский В.В. Гиротропное возмущение волновода // Радиотехника и электроника. – 1957. – Т.2. – №2. – С.157–171.
150. Н. Suhl, L. Walker. Вопросы волноводного распространения волн в гиротропных средах // BellSyst. Techn.J. – 1954. – Т.33. – №4. – P.139.
151. Джекобс и др. Безэлектродное измерение удельного сопротивления полупроводников на СВЧ // ТИИЭР. – 1961. – Т.49. – №5. – С.139–145.
152. Чэмплин К.С., Армстронг Д.Б. Выражения в явном виде для проводимости и диэлектрической проницаемости объемных полупроводников в волноводе //ТИИЭР. – 1962. – Т.51. – №11. – С.272–273.
153. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ: в 2–х т. М.:Высш. шк., 1970. Т. 1. – 442 с.
154. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Абрамов А.В., Боголюбов А.С. Измерения толщины нанометровых слоев металла и электропроводности полупроводника в структурах металл–полупроводник по спектрам отражения и прохождения электромагнитного излучения // ЖТФ. – 2006. – Т.76. – №. 5. – С.112–115.

155. Баженов А.В., Фурсова Т.Н., Туранов А.Н., Аронин А.С., Карандашев В.К. Свойства композитного материала на основе многостенных углеродных нанотрубок и ионной жидкости // ЖТФ. – 2014. – Т.56. – №. 3. – С.553–559.