

*На правах рукописи*

**Падалка Виталий Васильевич**

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОЛЛОИДНЫХ  
МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ  
С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ  
И МАГНИТНЫМ ПОЛЯМИ**

01.04.13 - Электрофизика, электрофизические установки

**АВТОРЕФЕРАТ**

**диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук**

**Ставрополь - 2004**

Работа выполнена в Ставропольском государственном университете

**Научный консультант:** доктор физико-математических наук, профессор  
**Владимир Васильевич Чеканов**

**Официальные оппоненты:** доктор физико-математических наук, профессор  
**Вячеслав Иванович Полунин**  
доктор физико-математических наук, профессор  
**Хиса Шамилович Борлаков**  
доктор физико-математических наук, профессор  
**Ефим Израилевич Несис**

**Ведущая организация:** Московская государственная академия  
приборостроения и информатики, г. Москва

**Защита состоится 9 июля 2004 года в 16.00. часов на заседании** диссертационного совета Д 212.256.05 в Ставропольском государственном университете по адресу: 355009, Ставрополь, ул. Пушкина 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Ставропольского государственного университета. Отзывы о диссертации в двух экземплярах, заверенные печатью, просим направлять по указанному выше адресу ученому секретарю диссертационного совета.

Автореферат разослан 7 июня 2004 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 212256.05  
кандидат физико-математических наук,  
доцент

  
**Л.Б. Копыткова**

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность проблемы и направление исследований.** Во второй половине прошлого века были синтезированы коллоидные растворы магнитных композиционных материалов, которые впоследствии получили название «магнитные жидкости (magnetic fluids)».

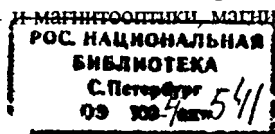
Магнитные жидкости (МЖ) - ультрадисперсные (со средним размером  $d_{\text{фр}} \sim 10 \text{ нм}$ ) устойчивые коллоиды ферро- или ферритмагнитных однодоменных частиц, диспергированных в различных жидкостях и совершающих интенсивное броуновское движение. В качестве дисперсной фазы используют малые частицы таких металлов, как железо, кобальт, никель, гадолиний, их разнообразные ферриты, ферромагнитные окислы. Для предотвращения коагуляции коллоидного раствора, которая была бы неизбежной вследствие магнитного диполь-дипольного и ван-дер-ваальсовского взаимодействий, и последующего укрупнения частиц в качестве стабилизаторов применяют поверхностно-активные вещества (ПАВ) типа олеиновой кислоты. Адсорбируясь на поверхности микрокристаллических дисперсных частиц, ПАВ образуют защитную оболочку, представляющую из себя своеобразный структурно-механический барьер. Вследствие малого размера частиц МЖ она не расслаивается и сохраняет свою однородность практически неограниченное время.

Сочетание высокой намагниченности и текучести открывает широкие возможности технического использования магнитных жидкостей. Наибольшую известность получили применения магнитных жидкостей для парогазовой и вакуумной герметизации вращающихся валов, в магнитных опорах и подшипниках, в магнитожидкостных сепараторах немагнитных материалов, в устройствах измерительных приборов и громкоговорителей.

Работа этих устройств основана на уникальных свойствах магнитных жидкостей: способности сохранять однородность в течение многих лет, иметь в жидком состоянии сравнительно высокую магнитную восприимчивость и намагниченность насыщения, возможность синтеза жидкостей с чрезвычайно низким давлением насыщенных паров, позволяющим использовать магнитные жидкости в космосе.

Наряду с разработкой новых применений магнитных жидкостей ведутся теоретические и экспериментальные исследования их физических и физико-химических характеристик, которые, в свою очередь, определяются свойствами коллоидных частиц, их взаимодействием с внешними электрическими и магнитными полями.

Существенный вклад в решение этой задачи вносит изучение магнитооптических и электрооптических явлений (двойное лучепреломление, дихроизм, анизотропное рассеяние света) и динамики этих явлений в переменных и импульсных полях. С точки зрения электро- и магнитооптики, магнитные жид-



кости представляют собой уникальный объект для исследования, сочетающий такие свойства, как наличие собственного магнитного момента у коллоидных частиц, высокая степень дисперсности при малом отклонении размеров частиц от среднего значения, наличие защитных оболочек на поверхности частиц, образующих структурно-механический барьер, и тенденция частиц к образованию агрегатов и кластеров.

Поэтому весьма актуальными представляются задачи исследования оптическими методами влияния межчастичных взаимодействий, ориентационных и пространственных корреляций частиц на свойства магнитных жидкостей, а также процессов, развивающихся в магнитных жидкостях под воздействием электрического и магнитного полей.

Указанные электро- и магнитооптические эффекты могут быть положены в основу применения магнитных жидкостей для оптической дефектоскопии ферромагнитных изделий, изучения топографии магнитных и электрических полей сложной конфигурации, модуляции света.

В настоящей диссертационной работе изложены результаты исследований, выполненных в 1984-2004 гг.. Работа выполнялась в соответствии с Координационными планами АН СССР на 11 и 12 пятилетки по направлению 1.3 «Физика твердого тела», Постановлением Госкомитета СССР по науке и технике №678 от 21.12.1983 «О развитии работ по созданию и внедрению в народном хозяйстве оборудования, машин и приборов с использованием магнитных жидкостей», Комплексной программой Минвуза РСФСР на 11 пятилетку и на период до 1990 года по проблеме «Магнитные жидкости», планами Минобразования Российской Федерации и Ставропольского государственного университета.

**Целью настоящей работы** является изучение эффектов взаимодействия коллоидных магнитных частиц с электрическим и магнитным полями, которые проявляются в электро- и магнитооптических явлениях (рассеянии света, двойном лучепреломлении и дихроизме); разработка методов исследования структурно-кинетических процессов, развивающихся в магнитных коллоидных системах при воздействии на них постоянными, переменными и импульсными внешними электрическими и магнитными полями; практическое применение электро-магнитооптических эффектов для измерения напряженностей электрических полей в жидких диэлектриках.

**Научная новизна результатов работы диссертации состоит** в следующем:

1. Экспериментально и теоретически обнаружены особенности взаимодействия коллоидных магнитных частиц малой концентрации в жидких диэлектриках с внешними электрическим и магнитным полями, которые проявляются в ориентации частиц и их поляризации, а затем - в межчастичном взаимодействии.

2. Созданы новые экспериментальные методики для корректного изучения электро- и магнитооптических эффектов в системе магнитных кол-

лоидных частиц, включающие в себя синхронизацию переменных и импульсных электрического и магнитного полей; изменение длительности импульсов электрического и магнитного полей с целью контроля за процессами агрегации магнитных коллоидных частиц в процессе измерений.

3. Обнаружены и исследованы ранее неизвестные оптические эффекты, возникающие в системе магнитных коллоидных частиц, помещенных в электрическое поле (оптическое светорассеяние, эффект компенсации двойного лучепреломления в скрещенных электрическом и магнитном полях и другие). Следует отметить, что эти эффекты характерны именно для магнитных коллоидных частиц и не имеют аналогов в электро- и магнитооптике обычных дисперсных систем.

4. Экспериментально обнаружен и исследован механизм эффекта светорассеяния и двойного лучепреломления при воздействии на систему магнитных коллоидных частиц импульсного электромагнитного поля вследствие наличия в коллоидах самопроизвольно возникающих при разбавлении концентрированных магнитных жидкостей отдельных агрегатов (даже в отсутствие внешнего электромагнитного поля).

5. На основе изученного явления компенсации эффектов Керра и Коттона-Мутона в магнитных жидкостях осуществлен новый метод измерения электрической напряженности в отдельных элементах жидкого диэлектрика, содержащего малое количество магнитных коллоидных частиц, выполняющих роль индикатора электрического поля.

Новый способ измерения позволил обнаружить возникновение объемного электрического заряда и определить его локализацию вблизи плоскопараллельных электродов ячейки Керра, заполненной разбавленной магнитной жидкостью.

Предложена теоретическая модель возникновения объемного заряда, основанная на диффузионном и дрейфовом движении заряженных магнитных коллоидных частиц.

Научная и практическая значимость работы заключается в том, что полученные результаты исследования взаимодействия магнитных коллоидных частиц с электрическим и магнитным полями внесли определенный вклад в развитие фундаментальных проблем электрофизики магнитных коллоидов.

Разработанный способ измерения напряженности и визуализации электрического поля, на который получено свидетельство на изобретение, значительно увеличивает чувствительность и разрешающую способность по сравнению с другими известными по литературным источникам методами измерения напряженности.

Предложенный в диссертационной работе метод получения спектра коэффициентов вращательной диффузии (или времени релаксации) магнитных коллоидных частиц в реальных полидисперсных системах, основанный на релаксации эффекта компенсации оптической анизотропии при совместном действии скрещенных электрического и магнитного полей, дает информацию не только

для описания полидисперсности, но и может служить методом изучения сильно неравновесных термодинамических систем.

Полученные экспериментальные данные о величине объемной плотности электрического заряда в постоянном поле в жидких диэлектриках могут быть использованы для проверки разрабатываемых теорий возникновения объемных зарядов в жидких диэлектриках, содержащих загрязняющие примеси твердых частиц, которые в настоящее время носят дискуссионный характер.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Ориентационно-поляризационный механизм светорассеяния, дихроизма и двойного лучепреломления в системе магнитных коллоидных частиц, взаимодействующих с постоянными, переменными и импульсными электрическими и магнитными полями.

2. Электро- и магнитооптический метод изучения суперпарамагнетизма магнитных коллоидных частиц при одновременном воздействии постоянного магнитного и переменного электрического полей, подтвержденный методом мессбауэровской спектроскопии.

3. Комплексные результаты исследования кинетики оптической анизотропии в системе магнитных частиц при выключении внешних электрического и магнитного полей, которые указывают на существование кластеров частиц, ответственных за возникновение оптической анизотропии.

4. Результаты экспериментального исследования кинетики компенсации эффектов Коттона-Мутона и Керра при выключении одного из компенсирующих полей (электрического или магнитного), на основе которых показана возможность разработки принципиально нового метода изучения полидисперсности магнитных коллоидных частиц.

5. Электро-магнитооптический метод определения вектора напряженности электрического поля в локальном объеме жидкого диэлектрика, содержащего магнитные коллоидные частицы.

6. Теоретическую модель возникновения объемного заряда в приэлектродном слое плоского конденсатора, заполненного жидким диэлектриком, содержащим растворенные в нем наночастицы магнетита. Экспериментально обнаруженную нелинейность в распределении напряженности электрического поля, по которой рассчитана плотность объемного заряда, установлено место его локализации и время образования в случае действия на диэлектрик прямоугольного высоковольтного импульса электрического поля.

Апробация работы

Материалы диссертации докладывались на IV Всесоюзной конференции по магнитным жидкостям (г. Иваново, 1985), на III Всесоюзном совещании по физике магнитных жидкостей (г. Ставрополь, 1986), на кафедре магнетизма МГУ им. М.В. Ломоносова (1987), на IV Всесоюзном совещании по физике магнитных жидкостей (г. Душанбе, 1988), 5<sup>th</sup> International Conference on Magnetic Fluids (Salaspils, 1989), на V Всесоюзном совещании по физике магнит-

ных жидкостей (г. Пермь, 1990), VI Всесоюзной конференции по магнитным жидкостям (г. Москва, 1991), на III Всероссийском симпозиуме «Математические и компьютерные технологии» (г. Kisловодск, 1999), на IV Всероссийской научно-технической конференции «Методы и средства измерений физических величин» (г. Нижний Новгород, 1999), на Всероссийской научной конференции «Математическое моделирование в научных исследованиях» (г. Ставрополь, 2000), на 9<sup>th</sup> International Conference on Magnetic Fluid (Bremen, 2001), 9<sup>th</sup> и 10<sup>th</sup> Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям (г. Плес, 2000, 2001), на Moscow International Symposium on Magnetism (MSU, 2002), на International Workshop on Recent Advances in Nanotechnology of Magnetic Fluids (New Delhi, 2003), на International Symposium on Advanced Magnetic Materials (Токуо, 2003), на VII Международной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей» (Санкт-Петербург, 2003).

По теме диссертации опубликовано 49 работ, получено авторское свидетельство на изобретение.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы. Диссертация содержит 302 страницы текста, 2 таблицы, 53 рисунка, список литературы из 407 наименований.

## **ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

Во введении обоснована актуальность разрабатываемой темы, сформулированы цель работы и основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе проведен обзор экспериментальных и теоретических работ, в которых содержатся сведения об объекте экспериментального исследования, краткое описание физических моделей магнитных жидкостей, а также молекулярно-кинетические, оптические и электрофизические свойства коллоидных систем магнитных частиц.

Во второй главе описан объект исследования, методы и установки для исследования структуры объекта, его электрофизических свойств, для изучения светорассеяния в статическом и динамическом режимах, для изучения двулучепреломления и дихроизма, а также для изучения кинетики этих процессов при выключении магнитного и электрического полей.

В разделе 2.1. описана методика приготовления образцов путем химического осаждения магнетита и феррита кобальта из водных растворов солей, методика измерения объемной концентрации частиц, данные по намагниченности насыщения полученных МЖ.

В разделе 2.2. представлены результаты электронно-микроскопического определения размеров частиц, приведены данные по исследованию частиц феррита кобальта в отраженных электронах.

В разделе 2.3. приведены данные по электропроводности коллоидных растворов МЖ таких концентраций, при которых впоследствии были проведены оптические измерения.

В разделе 2.4. описана методика исследования частиц магнетита и феррита кобальта с помощью мессбауэровской спектроскопии, которая позволила определить, что около 50% частиц проявляют суперпарамагнитные свойства.

Раздел 2.5. содержит экспериментальные данные по определению показателя степени длины волны рассеянного магнитными коллоидными частицами света в диапазоне длин волн 600-750 нм, где поглощение минимально. В указанном диапазоне длин в отсутствие внешнего электромагнитного поля показатель степени для всех исследованных образцов составил  $n=4,0\pm 0,2$ , что свидетельствует о том\* что частицы можно считать рэлеевскими рассеивателями и применять к ним законы классической электродинамики.

Раздел 2.6. посвящен описанию классической методики изучения двойного лучепреломления и дихроизма с целью определения разности показателей обыкновенного и необыкновенного лучей и коэффициента экстинкции. Подробно описаны характеристики экспериментальной установки и проведен анализ погрешностей измерений.

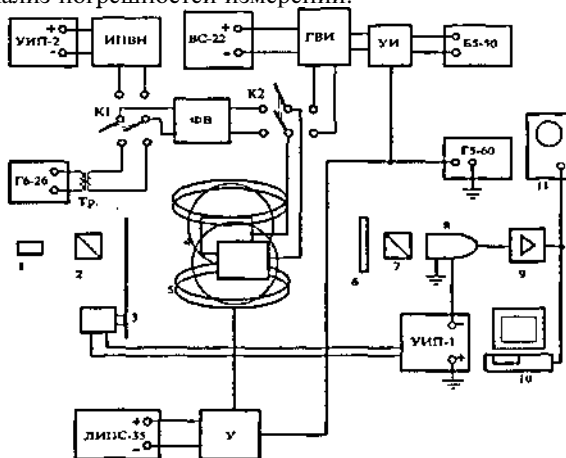


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для изучения двойного лучепреломления и дихроизма в постоянных, переменных и импульсных электрическом и магнитном полях: 1- источник света (лазер, лампа накаливания с монохроматором); 2, 7 – призмы Аренса (анализатор, поляризатор); 3 – прерыватель потока; 4 – ячейка Керра для МЖ; 5 – система катушек Гельмгольца; 6 – компенсатор; 8 – ФЭУ; 9 – операционный усилитель; 10 – АЦП ЛА-70МЧ ЭВМ; 11 – осциллограф С1-79; ИПВП – источник постоянного высокого напряжения (до 20 кВ); ГВИ – генератор высоковольтных импульсов (до 10 кВ с частотой до 1,5 кГц); ФВ фазовращатель; УИ – управляющие импульсы



В разделе 2.7. приведены спектральные характеристики коллоидных растворов магнетита и феррита кобальта, полученные с помощью спектрофотометра СФ-46.

В разделе 2.8. описана процедура отбора образцов анизотропии рассеянного света, которая позволила выбрать те коллоидные растворы, у которых анизотропия рассеяния не проявляется в полях 100-200Э, с тем, чтобы в дальнейшем использовать эти объекты для изучения оптических эффектов в магнитном и электрическом полях.

В разделе 2.9. представлена методика проведения эксперимента по определению дисперсии разности показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, а также проведено исследование двойного лучепреломления и дихроизма в тонких слоях (микронных размеров) концентрированных магнитных жидкостей, из которых затем путем разбавления в керосине изготавливались образцы для изучения поведения невзаимодействующих частиц в магнитном и электрическом полях в объемах порядка десятков см<sup>3</sup>.

В разделе 2.10. описана коагуляция частиц в свежеприготовленных растворах МЖ путем разбавления от исходных концентраций в 10<sup>4</sup> раз при воздействии на них постоянного электрического поля. Воздействие магнитного поля позволяет обнаружить агрегаты микронных размеров в обычный оптический микроскоп.

Основные характеристики объекта исследований представлены на рис. 2-6.

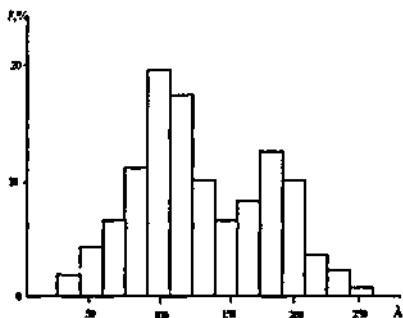


Рис. 2. CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>

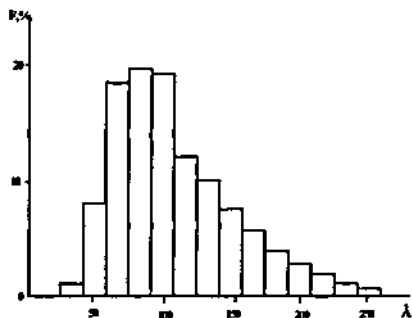


Рис. 3. Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>

Гистограммы частиц, полученные методом электронной микроскопии

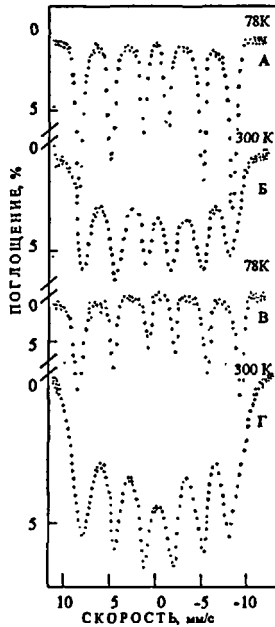


Рис. 4. Мессбауэровские спектры поглощения частиц магнетита (А, Б) и феррита кобальта (В, Г), по которым определялись доли суперпарамагнитных частиц

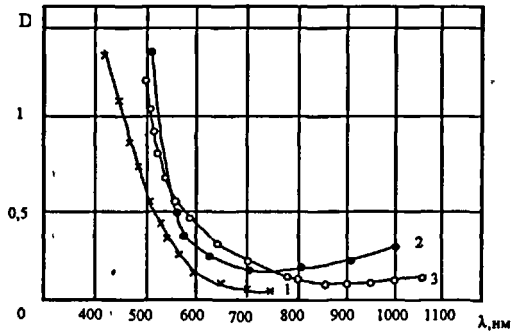


Рис. 5. Зависимость оптической плотности растворов  $D(\lambda)$  для МЖ: 1 –  $\varphi=2 \cdot 10^{-5} \text{ Fe}_3\text{O}_4$ ; 2 –  $\varphi=4 \cdot 10^{-5} \text{ Fe}_3\text{O}_4$ ; 3 –  $\varphi=2,5 \cdot 10^{-5} \text{ CoFe}_2\text{O}_4$ , необходимая для определения спектральной области исследования светорассеяния, дихроизма и двойного лучепреломления

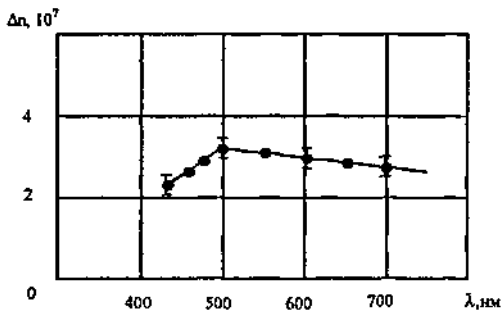


Рис. 6. Спектральная зависимость разности показателей преломления  $\Delta n$  от длины волны света, проходящего через МЖ с  $\varphi=2 \cdot 10^{-5}$  в магнитном поле при  $H=100$  Э

В третьей главе приведены результаты исследования ориентационно-поляризационного механизма двулучепреломления магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях.

В разделе 3.1. рассматривается механизм возникновения оптической анизотропии в системе невзаимодействующих между собой, а только с внешним электромагнитным полем, частиц дисперсной фазы МЖ.

При наложении электрического и магнитного поля на коллоидный раствор, содержащий малые магнитные частицы, он приобретает анизотропию макроскопических свойств. Возникновение такой анизотропии является следствием ориентационного упорядочения магнитных частиц. Степень ориентационного упорядочения удобно характеризовать с помощью тензора второго ранга (параметр порядка)

$$S_{ik} = \frac{3}{2} \left( \langle n_i n_k \rangle - \frac{\delta_{ik}}{3} \right), \quad (1)$$

содержащего усредненную по ансамблю билинейную комбинацию компонент единичного вектора  $\vec{n}$ , который описывает среднее направление оси частицы и является аналогом так называемого «директора» в нематических жидких кристаллах и показывает направление преимущественной ориентации молекул в данной точке.

Выбор параметра порядка в качестве величины, характеризующей упорядочение коллоидной системы, обусловлен тем, что в таких системах тензор  $S_{ik}$  является прямо пропорциональным девиаторной части любого структурного тензора второго ранга, как указано в работе [3].

Тензор диэлектрической проницаемости суспензии имеет вид:

$$\epsilon_M = \epsilon_f \left\{ \left[ 1 + \frac{\varphi(\epsilon_p - \epsilon_f)}{\epsilon_f + (\epsilon_p - \epsilon_f)N_x} \right] \delta_{ik} \right\} + \frac{\varphi(\epsilon_p - \epsilon_f)^2 (N_x - N_x) v_k v_s}{[\epsilon_f + (\epsilon_p - \epsilon_f)N_x][(\epsilon_p - \epsilon_f)N_x]}, \quad (2)$$

где  $\epsilon_p$  - диэлектрическая проницаемость материала частицы;  $\epsilon_f$  - диэлектрическая проницаемость жидкой среды;  $\varphi$  - объемная концентрация частиц;  $N_x, N_z$  - коэффициенты деполяризации.

Отсюда следует, что

$$\epsilon_k = \epsilon_f [(1 + \alpha\varphi)\delta_k + b\varphi S_k], \quad (3)$$

где  $b$  - коэффициент, характеризующий поляризуемость частицы.

Если ограничиться рассмотрением частиц дисперсной фазы в виде эллипсоидов вращения и их малой объемной концентрацией  $\varphi \ll 1$ , то для коллоидного раствора магнитных частиц, помещенных в постоянное магнитное поле, разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей имеет вид:

$$\Delta n = \frac{1}{2} b \varphi n_0 S_{33}, \quad (4)$$

$n_0$  - показатель преломления МЖ.

Для частиц, у которых магнитная анизотропия обусловлена формой и, следовательно, вектор магнитного момента частицы фактически параллелен большой оси, параметр порядка имеет вид:

$$S_{33} = \frac{2}{15} \sigma \left[ 1 - \frac{3L(\xi)}{\xi} \right] \quad (5)$$

где  $\sigma = \frac{KV}{K_B T}$ ;  $K$  - эффективная константа магнитной анизотропии;

$L(\xi) = \text{cth}\xi - \frac{1}{\xi}$  - функция Ланжевена;  $\xi = \frac{mH}{kT}$  - параметр функции Ланжевена.

$$\Delta n = \frac{1}{15} b \varphi n_0 \sigma \left[ 1 - \frac{3L(\xi)}{\xi} \right] \quad (6)$$

Разлагая функцию Ланжевена в ряд в случае слабых и сильных полей, получены асимптотические выражения:

$$\Delta n = \frac{1}{15} b \varphi n_0 \sigma \begin{cases} \frac{\xi^2}{15} & \xi \ll 1 \\ \left( 1 - \frac{3}{\xi} \right) & \xi \gg 1 \end{cases} \quad (7)$$

С учетом известного среднего размера частиц можно оценить область слабых полей для исследуемых коллоидов  $H \ll \frac{K_B T}{m_{cp}} \cong 100 \text{ Э}$ .

На рис. 7 и 8 изображены зависимости  $\Delta n$  как функции квадрата напряженности  $H^2$  магнитного поля для магнетита и феррита кобальта одной

концентрации  $\varphi = 4 \cdot 10^{-5}$ . Видно, что только в области слабых полей  $H < 500$  Э зависимость  $\Delta n(H^2)$  представляет прямую линию.

Изучение двулучепреломления МЖ в стационарном магнитном поле  $H = 30 - 1000$  Э при различных объемных концентрациях частиц показало, что двулучепреломление в МЖ не может быть описано классическим законом Коттона-Мутона  $\Delta n = c \lambda H^2$ , т.к. пропорциональность разностей показателей преломления наблюдается лишь в полях до 100 Э. Насыщение оптического эффекта ДПП наступает в полях порядка 1,5 кЭ. Кроме этого, не наблюдается линейная зависимость  $\Delta n$  от концентрации: при уменьшении концентрации в 100 раз, величина  $\Delta n$  уменьшилась лишь в 20 раз. В то же время при шмении концентрации в 3,5 раза (1~3,5%) увеличение  $\Delta n$  в поле  $H = 200$  Э произошло в 10 раз. Это дает основание утверждать, что в растворе содержатся не только одиночные частицы, но и их ассоциаты, или кластеры.

Пользуясь результатами одночастичной модели суперпарамагнитных частиц, в которой константа эффективной анизотропии определяется только формой частиц, мы рассчитали теоретические зависимости  $\Delta n = f(H^2)$  при различных соотношениях полуосей эллипсоидов вращения, которыми аппроксимировались реальные частицы, объединившиеся в короткие цепочечные агрегаты. Оказалось, что хорошее согласие экспериментальных и теоретических зависимостей наблюдается при соотношении полуосей  $a/b = 5$  для жидкостей с объемной концентрацией  $0,5\%$  ( $\varphi = 0,005$ ).

Наблюдение в оптический микроскоп с увеличением 300-600 показало, что во всех исследованных образцах МЖ в магнитном поле наблюдалось образование вытянутых вдоль направления поля агрегатов. В МЖ с объемной концентрацией 0,005 - 0,05% появление иглообразных агрегатов наблюдалось в полях свыше 200 Э, тогда как в жидкостях с  $\varphi = 1 - 10\%$  агрегаты появлялись при полях порядка 30-50 Э.

Для случая коллоидного раствора магнитных частиц, находящегося под действием электрического поля, величина  $\Delta n$  определяется теорией электрического ДПП Петерлина и Стюарта. В модели индуцированной электрическим полем оптической анизотропии в коллоидных растворах магнитных частиц принимается, что частицы не обладают постоянным электрическим дипольным моментом и их ориентация во внешнем электрическом поле определяется дипольным моментом, наведенным в частице полем. Величина анизотропии поляризуемости  $\Delta \gamma$  частицы считается зависящей от соотношения диэлектрических проницаемостей материала частиц  $\epsilon_2$  и жидкой основы  $\epsilon_1$ , и от степени несферичности частицы  $\Delta N = N_{\perp} - N_{\parallel}$ . Поверхностные эффекты, наличие или отсутствие двойного электрического слоя вокруг частицы

и его влияние на поляризуемость в этой модели не учитывались. Значение  $\Delta\gamma$  для частицы объемом  $v$  рассчитано по формуле:

$$\Delta\gamma = \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)^2 \Delta N v}{4\pi[\varepsilon_1 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)N_{\perp}][\varepsilon_1 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)N_{\parallel}]}, \quad (8)$$

а величина оптической анизотропии определялась по формуле:

$$\Delta n = \frac{2\pi C_V}{n} (g_1 - g_2) \frac{\Delta\gamma E^2}{15kT}, \quad (9)$$

где  $C_V$  - объемная концентрация частиц;  $(g_1 - g_2)$  - разность оптических поляризуемостей вдоль и поперек оси симметрии;  $N_{\perp}, N_{\parallel}$  - коэффициенты деполаризации.

В экспериментах напряженность постоянного магнитного поля составляла от 40 до 1500 Э, напряженность постоянного электрического поля от 30 до 60 ед. СГСЭ. Измерения в постоянных электрических поля напряженностью свыше 60 ед. СГСЭ оказались невозможными по причине возникающих в жидкости электрогидродинамических течений, существенно затрудняющих измерения.

На рис. 9 и рис. 10 изображены зависимости электрического ДЛП и дихроизма для МЖ с  $\varphi = 0,0005$  об.% в зависимости от квадрата напряженности электрического поля.

Из графиков видно, что и электрическое ДЛП, и электрический дихроизм в пределах ошибок эксперимента линейно зависят от напряженности поля. Это говорит в пользу предположения об отсутствии у магнитных коллоидных частиц постоянного электрического момента.

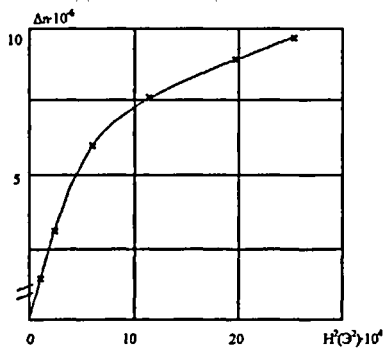


Рис. 7. Зависимость  $\Delta n$  от  $H^2$  для магнитной жидкости  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -керосин с  $\varphi = 4 \cdot 10^{-5}$

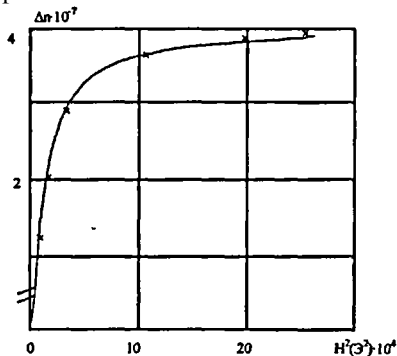


Рис. 8. Зависимость  $\Delta n$  от  $H^2$  для магнитной жидкости  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ -керосин с  $\varphi = 4 \cdot 10^{-5}$

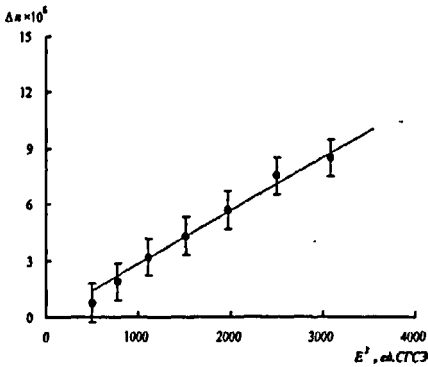


Рис. 9. Зависимость электрического двойного лучепреломления от напряженности постоянного поля для МЖ с  $\phi=4 \cdot 10^{-5}$

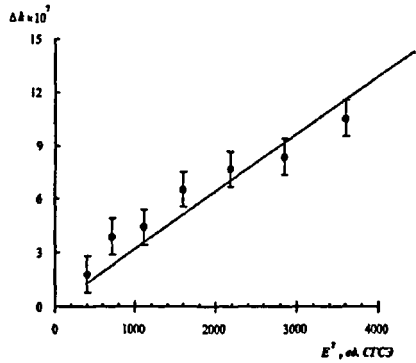


Рис. 10. Зависимость электрического дихроизма от напряженности постоянного поля для МЖ с  $\phi=4 \cdot 10^{-5}$

В разделе 3.2. рассмотрен молекулярно-кинетический механизм компенсации оптической анизотропии в квазистационарных скрещенных электрическом и магнитном полях.

Избежать структурных изменений, вызванных слишком продолжительным воздействием полей на МЖ удалось, используя переменные во времени, но достаточно низкочастотные (квазистационарные) поля. Квазистационарным названо поле ( $\vec{E}$  или  $\vec{H}$ ), изменяющееся с периодом много большим, чем любые времена релаксации отдельных частиц, но малым по сравнению с характерным временем образования агрегативных структур.

В случае взаимодействия коллоидной магнитной частицы с электрическим и магнитным полями ее энергия определяется ориентацией главной оси относительно направления электрического поля и положениями магнитного момента и оси легкого намагничивания относительно направления магнитного поля:

$$U = -mH(\vec{e}\vec{h}) - KV(\vec{e}\vec{n})^2 - \frac{1}{2}\Delta\alpha E^2(\vec{g}\vec{n})^2, \quad (10)$$

где единичные вектора:  $\vec{g} = \frac{\vec{E}}{E}$  - электрического поля;  $\vec{h} = \frac{\vec{H}}{H}$  - магнитного

поля;  $\vec{e} = \frac{\vec{m}}{m}$  - магнитного момента частицы;  $\vec{n}$  - направления геометрической оси частицы;  $\Delta\alpha$  - анизотропия поляризуемости частицы в квазистационарном поле определяется аналогично (8).

Релаксация векторов  $\vec{m}$  и  $\vec{n}$  по сравнению с периодом изменения полей  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  происходит практически мгновенно, что позволяет считать со-

стояние системы коллоидных магнитных частиц равновесным, отвечающим текущим значениям  $E$  и  $H$ . Это обстоятельство дает возможность воспользоваться функцией Гиббса  $W \sim \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right)$ , или в явном виде

$$W = Z^{-1} \exp\left[\xi(\bar{e}\bar{h}) + \sigma(\bar{e}\bar{n})^2 + \chi(\bar{g}\bar{n})^2\right] \quad (1)$$

где,  $\chi = \frac{1}{2} \frac{\Delta\alpha E^2}{k_B T}$ ;  $Z^{-1}$  - статистический интеграл.

Разлагая  $W$  по степеням  $\alpha$  и  $\chi$  и используя ее для вычисления квазиравновесного среднего  $\langle n_i n_k \rangle = \int n_i n_k W d^2 \bar{m} d^2 n$ , подставляя в (1) получим явный вид тензора ориентационного порядка:

$$S_{ik} = \frac{1}{5} \left[ \sigma Z^2 \left( h_i h_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right) + \chi \left( g_i g_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right) \right] \quad (12)$$

Подставляя (12) в (13) и учитывая, что в случае главных значений тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_i$ ,

$$n_i = \sqrt{\epsilon_i}$$

Проведя плоскость  $XOY$  через векторы  $\bar{e}$  и  $\bar{h}$  и полагая  $\bar{e} = (0, 1, 0)$ ,  $\bar{h} = (\sin \beta, \cos \beta, 0)$ , где  $\beta$  - угол между векторами  $\bar{E}$  и  $\bar{H}$ , для оптической анизотропии в плоскости  $XOY$  получим

$$\Delta n = \frac{1}{10} n b \varphi \sqrt{(\sigma Z_2 - \chi)^2 + 4\sigma L_2 \chi \cos^2 \beta} \quad (13)$$

Отсюда видно, что действие внешних полей порознь или совместно индуцирует в среде двойное лучепреломление. Легко видеть, что  $\Delta n$  обращается в нуль в единственном случае, когда

$$\beta = 90^\circ, \sigma L_2 \chi = 0 \quad (14)$$

Это соответствует особой ситуации, при которой в МЖ возникает компенсация эффектов Керра и Коттона-Мутона. Это явление специфично именно для магнитных жидкостей и не имеет аналогов в оптике обычных суспензий. Подчеркнем, однако, что равенство  $\Delta n = 0$  вовсе не означает полной оптической изотропии среды. Чтобы убедиться в этом, достаточно вычислить разности  $(n_1 - n_2)$  или  $(n_2 - n_3)$ . Речь идет, конечно, о компенсации  $\Delta n$  только в одном из трех главных сечений двусосного тензорного эллипсоида  $\epsilon_{ik}$ .

Таким образом, можно сделать вывод о том, что при одновременном воздействии на систему коллоидных магнитных частиц электрического и



магнитного поля она становится подобной двусосному кристаллу, анизотропия которого определяется величинами  $E\mu H$ .

На рис. 11 приведен график компенсации оптической анизотропии для МЖ магнетит в керосине и феррит кобальта в керосине при концентрации объемной фазы  $\varphi = 5 \cdot 10^{-5}$ .

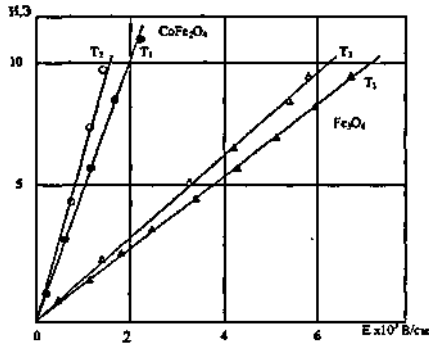


Рис. 11. Связь между напряженностями электрического и магнитного полей при компенсации оптической анизотропии в квазистационарных полях:  $T_1=295\text{К}$ ;  $T_2=265\text{К}$ .

В разделе 3.3. рассмотрен механизм взаимодействия магнитных коллоидных частиц с постоянным магнитным и переменным электрическим полями.

Нами экспериментально исследована амплитудно-частотная зависимость сигнала оптической анизотропии МЖ в переменном электрическом поле при наложении перпендикулярного постоянного магнитного поля и проведено сопоставление с теоретическими выводами описанной выше модели.

Электрическое поле частотой 70 Гц и амплитудой до 40 ед. СГСЕ создавалось в горизонтальном направлении, магнитное поле до 40 Э было направлено вертикально, скрещенные поляризаторы располагались под углом  $45^\circ$  к направлению  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ .

При отсутствии магнитного поля постоянная составляющая и гармонические составляющие переменного сигнала монотонно увеличиваются с ростом  $E$  - рис. 12. При включении постоянного магнитного поля амплитуда гармонической составляющей сигнала оптической анизотропии с частотой 140 Гц при увеличении переменного электрического поля изменяется не монотонно и проходит через минимум при некотором значении  $E$ . Каждому значению  $H$  соответствует свое значение  $E$ , при котором  $I_{2\omega} = f(E)$  имеет минимум. На рис. 13 приведены результаты измерения зависимости амплитуды сигналов оптической анизотропии с частотами 140 и 280 Гц при действии постоянного магнитного поля 10Э от амплитуды  $E$ .

Если магнитное поле - постоянное, а электрическое поле изменяется по закону  $E = E_0 \cos \alpha x$ , то при низких  $\chi$  а  $\delta = \omega + b \cos 2\alpha x$ , где

$$a = \frac{\pi b' n \varphi}{5\lambda} \left( \sigma L_2 - \frac{\Delta \alpha E_0^2}{4kT} \right); \quad b = -\frac{\Delta \alpha E_0^2}{4kT}.$$

Показано, что для оптической разности фаз интенсивность прошедшего света описывается выражением:

$$I = \frac{1}{2} I_0 \left[ 1 - J_0(b) \cos a - 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m J_m(b) \cos \left( \frac{\pi m}{2} - a \right) \cos mx \right] \quad (15)$$

Отсюда получено для  $2\omega$ :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} b \sin a \cos 2\alpha x \quad (16)$$

Эта составляющая отсутствует в спектре сигнала оптической анизотропии при выполнении условия:  $\sigma L_2 = \frac{\Delta \alpha E_0^2}{4kT}$ .

Для экспериментальной проверки этих зависимостей пользовались соотношениями для постоянной составляющей и для амплитуды гармонической составляющей с частотой  $4\omega$  при  $I_{2\omega} = 0$ :

$$\left( \frac{I}{I_0} \right)_{\text{пост}} = \frac{b^2}{8}; \quad \left( \frac{I}{I_0} \right)_{4\omega} = \frac{b^2}{16}, \text{ то есть } \left( \frac{I}{I_0} \right)_{\text{пост}} = 2 \left( \frac{I}{I_0} \right)_{4\omega}.$$

Эти выводы хорошо согласуются с экспериментальными данными, что свидетельствует о применимости теоретической модели невзаимодействующих частиц для разбавленных МЖ, помещенных в переменное электрическое и постоянное магнитное поле.

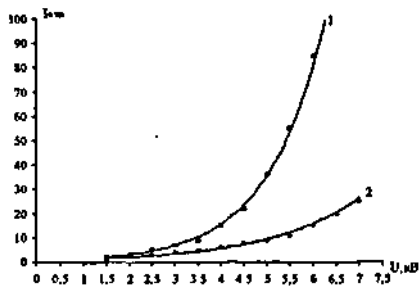


Рис. 12. Зависимость интенсивности оптического сигнала от разности потенциалов на электродах

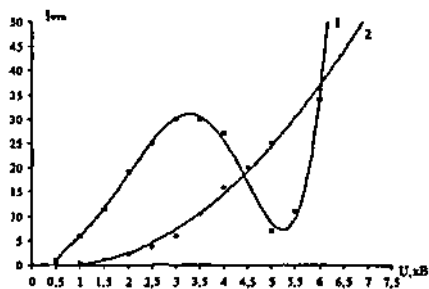


Рис. 13. Зависимость амплитуд гармонических составляющих оптического сигнала от разности потенциалов на электродах

В четвертой главе представлены результаты изучения кинетических процессов двулучепреломления и светорассеяния магнитных жидкостей в импульсных электрическом и магнитном полях.

В разделе 4.1. представлены результаты изучения оптической анизотропии в переменных синусоидальных электрических и магнитных полях.

Магнитным коллоидам с ориентационным механизмом поляризации присуще релаксационное поведение. В силу экспериментальных трудностей изучать дисперсию магнитной восприимчивости в растворах с объемной концентрацией дисперсной фазы  $\varphi = 10^{-4} - 10^{-5}$ , когда можно пренебречь взаимодействием частиц, не удается. Поэтому изучение кинетики двойного лучепреломления в таких растворах представляло интерес с точки зрения получения информации о гидродинамических характеристиках частиц в пренебрежении взаимодействия между последними.

Задача о кинетике ориентации частиц сводилась к задаче о спектре тензора диэлектрической проницаемости коллоидного раствора  $\epsilon_{ik}(\omega)$ . Область максимальной дисперсии  $\epsilon_{ik}$  определялась из условия  $\omega\tau \sim 1$ , где  $\tau$  - характерное время поворота частицы в несущей среде. При отсутствии внешних полей  $\tau$  определялось по известной формуле дебаевского времени ориентационной диффузии:

$$\tau = \frac{\eta V}{k_B T} \quad (17)$$

и для коллоидных систем с характерным размером  $100\text{Å}$  имеет порядок  $10^{-6}\text{с}$ .

В первом приближении мы считали, что в переменном магнитном  $\mathbf{H} = H_0 \exp(i\omega t)$  и в электрическом  $\mathbf{E} = E_0 \exp(i\omega t)$  полях установление оптической анизотропии происходит по линейному релаксационному закону:

$$\frac{dS_{ik}}{dt} = \frac{1}{\tau_n} S_{ik} + g_1 H^2 \left( h_i h_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right); \quad (18)$$

$$\frac{dS_{ik}}{dt} = -\frac{1}{\tau_s} S_{ik} + g_2 E^2 \left( e_i e_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right) \quad (19)$$

Время релаксации  $\tau$  определялось из сдвига фаз между квадратом приложенного поля и колебаниями интенсивности светового потока. Этот сдвиг фаз описывался соотношением, справедливым для диффузионных процессов:

$$\psi = \arctg(2\omega\tau) \quad (20)$$

По измеренным  $\psi$  и  $\omega$  оценивалось время релаксации  $\tau$ . Гидродинамический радиус частиц оценивался по формуле Дебая.

Частотные зависимости электрических полей с амплитудным значением напряжения порядка  $10^3$  В было связано с экспериментальными труд-

ностями, поэтому в электрических полях диапазон частот не превышал 2 кГц (область неискаженного синусоидального сигнала). В магнитном поле угол фазовой задержки был определен вплоть до частот 150 кГц.

Измерения фазового сдвига в переменном электрическом и магнитном полях до частот  $10^3$  Гц показали, что  $\psi$  в обоих полях совпадает с точностью до ошибок эксперимента, и оценка времени релаксации  $\tau$  дает значения  $(0,6 \pm 1,3) \cdot 10^{-5}$  с для жидкостей, агрегирование которых возникает, начиная с полей  $H > 200$  Э и  $\tau \sim 10^{-4}$  с для свежеприготовленных жидкостей, критическое поле возникновения анизотропного рассеяния света которых порядка  $\sim 40$  Э.

Оценка времени релаксации при подаче прямоугольного импульса напряжения показала, что время уменьшения сигнала с ФЭУ от 0,9 до 0,1 первоначального значения совпадало с  $\tau$ , определенном по фазовому сдвигу.

Совпадение времен релаксации двойного лучепреломления в электрическом и магнитном полях дало основание считать, что диэлектрические свойства защитной оболочки слабо отличаются от диэлектрических свойств дисперсионной среды, и, следовательно, защитная оболочка не вносит вклада в наведенный дипольный момент, и частицы не имеют собственного дипольного момента.

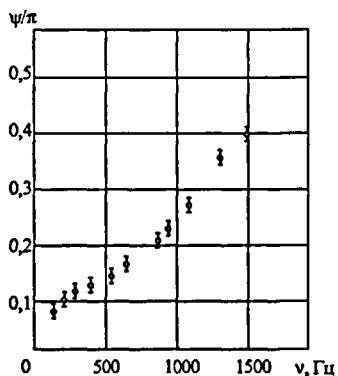


Рис. 14. Частотная зависимость фазовой задержки в электрическом поле

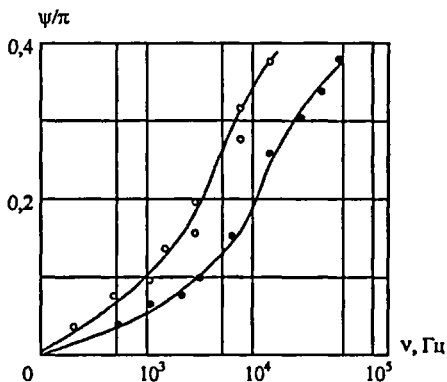
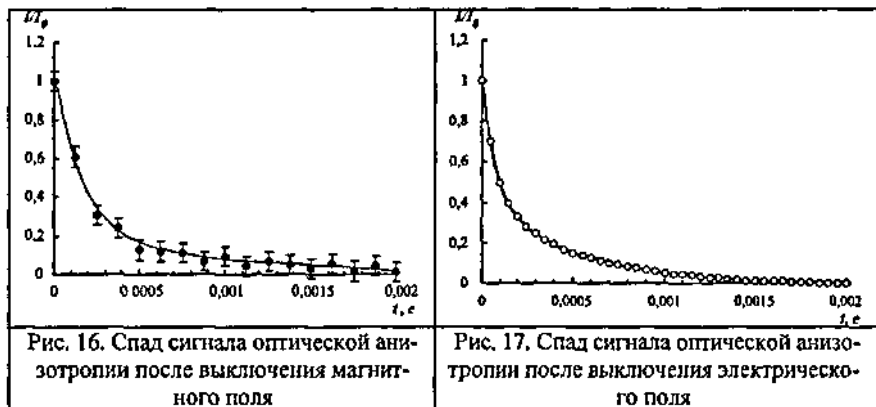


Рис. 15. Частотная зависимость фазовой задержки в магнитном поле

Экспериментальные исследования нестационарной оптической анизотропии в импульсных внешних магнитном и электрическом полях производились в МЖ на основе керосина с концентрацией  $\phi = 5 \cdot 10^{-4}$  и в МЖ в трансформаторном масле с концентрацией  $\phi = 5 \cdot 10^{-4}$ . Производились измерения характерного времени спада сигнала оптической анизотропии после выключения внешнего поля, т.к. в этом случае интерпретация экс-

периментальных данных наиболее простая. По полученному экспериментально времени релаксации рассчитывался коэффициент вращательной броуновской диффузии  $D$ .



Амплитуда импульса магнитного поля могла изменяться от 10 до 50 Э, амплитуда импульса электрического поля от 10 до 50 ед. СГСЭ. Длительность импульсов регулировалась в диапазоне  $10^{-5} + 10^{-2}$  с. В образце МЖ на трансформаторном масле удалось произвести измерения в импульсном магнитном и импульсном электрическом поле. На рис. 16 показан спад сигнала оптической анизотропии после выключения магнитного поля напряженностью 30 Э. На рис. 17 изображен спад сигнала после выключения электрического поля напряженностью 25 ед. СГСЭ. Сравнение рис. 16 и рис. 17 показало, что порядок времен релаксации в электрическом и магнитном полях одинаков.

Анализ кривых спада показал, что они не являются экспонентами. Причиной этого являлось распределение коллоидных частиц по размерам. Для корректного учета полидисперсности исследуемых систем средний коэффициент вращательной броуновской диффузии рассчитывался по методике Ватанабе и Йошиоки. Согласно этой методике среднее время релаксации полидисперсной системы могло быть определено как площадь под нормированной на единицу кривой спада оптической анизотропии. Экспериментально полученные коэффициенты вращательной диффузии оказались примерно на два порядка меньшими, чем расчетные для частиц диаметром 10-12 нм, взвешенных в жидкости с данной вязкостью. Для образца МЖ в керосине с  $\varphi=5 \cdot 10^{-4}$  экспериментальный коэффициент вращательной диффузии был равен  $D=2900 \pm 100 \text{ с}^{-1}$ . Для образца МЖ в транс-

форматорном масле с  $\varphi=5 \cdot 10^{-4}$  в магнитном поле  $D=250 \pm 30 \text{ с}^{-1}$ , а в электрическом поле  $D=300 \pm 30 \text{ с}^{-1}$ . По данным экспериментов рассчитаны гидродинамические размеры коллоидных частиц в сферическом приближении. Для коллоида на основе трансформаторного масла гидродинамический объем оказался равным  $V=25 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3$ , что значительно (в 30 раз) превышает объем сферической частицы диаметром 11 нм. Такое значение объема соответствовало диаметру частицы около 100 нм. В случае коллоида на основе керосина гидродинамический диаметр составил 80 нм.

В разделе 4.2 представлены результаты изучения кинетики эффекта компенсации в скрещенных электрическом и магнитном полях. Образец подвергался действию импульсов электрического поля амплитудой 35 ед. СГСЭ, затем одновременно с импульсом электрического поля подавался импульс магнитного поля, которое было направлено перпендикулярно электрическому. Длительность импульсов одинакова. Амплитуда импульса магнитного поля изменялась от 0 до 34 Э, при этом регистрировалась амплитуда импульса сигнала ДЛП и коэффициент вращательной диффузии, рассчитанный из спада сигнала. На рис. 18 изображено изменение амплитуды сигнала ДЛП с увеличением магнитного поля, а на рис. 19 изменение времени релаксации с увеличением поля. Второй этап: образец подвергался действию только импульса магнитного поля амплитудой 34Э, а затем подавался импульс электрического поля с амплитудой, увеличивающейся от 0 до 35 ед. СГСЭ. Также производилась регистрация амплитуды сигнала ДЛП и величины времени релаксации. Результаты представлены на рис. 20 и рис. 21 соответственно. Изменение амплитуды сигнала ДЛП в обоих случаях примерно одинаково, однако изменение коэффициентов вращательной диффузии значительно. В первом эксперименте он убывает с увеличением магнитного поля, что говорит о росте среднего гидродинамического размера коллоидных частиц. Во втором же случае  $D$  очень резко растет, особенно в области напряженности электрического поля, близкой к компенсации. Возможно, такой эксперимент позволит разработать новый способ определения распределения коллоидных частиц по размерам (или по магнитным моментам). Рассмотрим рис. 18: при малых значениях  $H$  условие компенсации ДЛП выполняется только для частиц с относительно большим магнитным моментом. Число таких частиц невелико и уменьшение амплитуды сигнала ДЛП за счет их отсутствия незначительно. При некотором значении магнитного поля на кривой наблюдается точка перегиба, которая, по всей вероятности, соответствует наиболее вероятному для данного образца магнитному моменту частицы. Оценим это значение магнитного момента частицы. Точка перегиба графика на рис. 18 соответствует напряженности магнитного поля  $\sim 20$  Э. Используя это значение, получим  $m=14 \cdot 10^{-16} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$ , что соответствует при-

близительно четырем магнитным моментам магнетитовых частиц диаметром 11 нм. Соотношение размера агрегата и его магнитного момента остается пока невыясненным, т.к. даже в крупном агрегате магнитные моменты отдельных частиц ориентированы хаотически и общий момент может быть равен нулю. При воздействии внешнего магнитного поля возможно возникновение преимущественной ориентации магнитных моментов частиц внутри агрегата и появление у него «индуцированного» магнитного момента. Исследования, проведенные нами в магнитном поле чередующейся полярности, показали, что на ориентацию частицы во внешнем поле оказывают влияние как постоянный, так и «индуцированный» моменты. Еще более сложной представляется ситуация с электрическими характеристиками агрегатов частиц. Из рис. 19 и рис. 21 видно, что воздействие магнитным полем на находящийся во внешнем электрическом поле магнитный коллоид приводит к увеличению среднего размера коллоидных частиц, а воздействие электрическим полем на находящийся в магнитном поле коллоид к уменьшению размера вплоть до размера отдельных наночастиц. Причина столь резкого поведения  $D$  объяснена полидисперсностью изученных образцов.

Таким образом, экспериментальные исследования кинетики эффекта компенсации оптической анизотропии позволили сделать вывод о том, что величина магнитного момента коллоидной частицы, определенная из компенсационного графика, в несколько раз превышает магнитный момент отдельной наночастицы магнитной жидкости. Сопоставление величины гидродинамического объема и магнитного момента частиц позволило сделать вывод о том, что частицы не являются одно доменными и представляет собой кластеры. Полученные нами экспериментальные значения времен релаксации эффекта компенсации оптической анизотропии укладываются в рамки теоретической модели, описанной в работах [1-3].

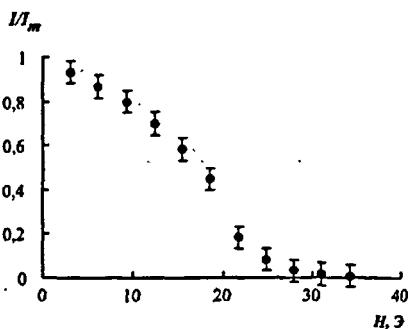


Рис. 18. Зависимость амплитуды сигнала оптической анизотропии от напряженности магнитного поля

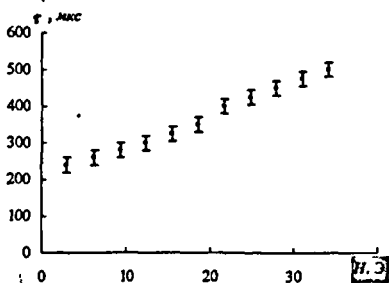


Рис. 19. Зависимость времен релаксации от напряженности магнитного поля

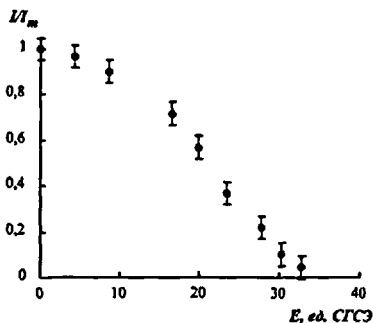


Рис. 20 Зависимость амплитуды сигнала оптической анизотропии от напряженности электрического поля

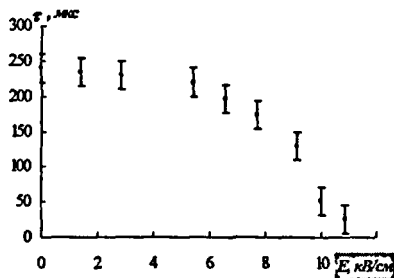


Рис. 21. Зависимость времен релаксации от напряженности электрического поля

В разделе 4.3. представлены результаты изучения кинетики светорассеяния в импульсных электрическом и магнитном полях. Нами проведено исследование рассеяния света в магнитных коллоидах феррита кобальта и магнетита в керосине с объемной концентрацией твердой фазы  $10^{-4}$  при воздействии переменных и импульсных электрического и магнитного полей.

Изменение светорассеяния света при воздействии внешнего поля определялось по величине  $\alpha = \frac{I - I_0}{I_0}$ , где  $I$  - интенсивность рассеянного света при воздействии поля,  $I_0$  - интенсивность рассеянного света без поля.

При воздействии на образец переменного электрического или магнитного полей с частотой  $\omega$ , рассеянный свет изменяется с частотой  $2\omega$  и некоторым сдвигом по фазе, зависящим от частоты. Нам не удалось надежно обнаружить образцы, в которых одновременно удалось бы наблюдать изменение рассеяния и в электрическом, и в магнитном полях. В МЖ типа магнетит в керосине наблюдалось изменение светорассеяния при воздействии магнитного поля, при воздействии электрического поля в пределах ошибок эксперимента изменения рассеяния не было обнаружено. В МЖ типа феррит кобальта в керосине надежно удавалось наблюдать изменение рассеяния только в электрическом поле, но эффект магнитного двойного лучепреломления в этом коллоиде регистрировался. По экспериментальным кривым спада рассчитаны коэффициенты вращательной броуновской диффузии для коллоидных частиц с помощью соотношения:

$$\alpha = \alpha_{\max} \exp(-6Dt), \text{ где } D - \text{коэффициент вращательной диффузии.}$$

Коэффициент  $D$  связан с гидродинамическим диаметром сферической частицы соотношением:

$$d = 3 \sqrt{\frac{kT}{\pi\eta D}} \text{ где } kT - \text{энергия теплового движения, } \eta - \text{вязкость.}$$



Вычисления дали для образца  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  в керосине  $d \cong 70$  нм, а для образца  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  в керосине  $d \cong 180$  нм. Значения гидродинамических диаметров частиц находятся в хорошем согласии с результатами, полученными по кривым уменьшения эффекта двойного лучепреломления в этих же жидкостях.

Полученные значения размеров коллоидных частиц позволяют сделать вывод о том, что рассеяние света во внешних полях определяется преимущественно агрегатами, содержащими порядка 10-100 частиц. Агрегаты, вероятно, не образуются под действием импульсов поля, а существуют в жидкости с момента ее приготовления. Это предположение подтверждается данными фотонной корреляционной спектроскопии МЖ без воздействия внешних полей, по которым значение размеров таких агрегатов составляет - 100 нм.

В разделе 4.4. представлены результаты исследования динамического рассеяния света по методу автокорреляционной функции. Исследования динамического рассеяния света производились на установке, предусматривающей обработку оптического сигнала на ЭВМ. Фототок ФЭУ усиливался при помощи измерительного усилителя М60Т, а затем оцифровывался АЦП ЛА-70М4. В результате зависимость фототока со временем переводилась в набор мгновенных значений, разделенных временным интервалом в  $10^{-4}$  с. Дальнейшая обработка полученных массивов данных, содержащих от нескольких тысяч до нескольких миллионов значений, может осуществляться при помощи специально написанных программ, позволяющих производить вычисление спектра мощности фототока с применением алгоритма быстрого преобразования Фурье, с последующим усреднением до нескольких десятков тысяч спектров. Для улучшения чувствительности установки при малых световых потоках было произведено дискриминирование сигнала по вручную заданному или автоматически устанавливаемому порогу дискриминации, в зависимости от уровня шума. Для вычисления автокорреляционной функции была написана программа, воспроизводящая однобитовый 256 канальный цифровой коррелятор, функционирующий по алгоритму. При небольшой модификации программы коррелятор может работать и в многобитовом режиме, который может быть эффективен для сигналов с негауссовской статистикой оптического поля.

В случае метода самобиений спектр мощности фототока имеет вид:

$$P(\omega) = \text{const} \frac{2\Gamma}{\Delta\omega^2 + (2 \cdot \Gamma)^2}$$

Полуширина контура  $\Gamma$  однозначно связана с коэффициентом трансляционной диффузии  $D$  рассеивающих частиц:

$$\Gamma = D \cdot q^2,$$

где  $q = \frac{4\pi n}{\lambda_0} \sin \frac{\Theta}{2}$ ,  $n$  - показатель преломления;  $\lambda_0$  - длина волны падающего излучения;  $\Theta$  - угол рассеяния. Коэффициент трансляционной диф-

фузии связан с гидродинамическим размером частицы уравнением Эйнштейна - Стокса:

$$D = \frac{kT}{6\pi\eta R}.$$

Таким образом, измерив экспериментально полуширину спектра мощности фототока, можно рассчитать размер рассеивающих частиц.

Исследовалась магнетитовая магнитная жидкость на основе керосина (стабилизатор - олеиновая кислота), разбавленная керосином марки ТС-1 до объемной концентрации 0.05%. Угол рассеяния устанавливался равным  $45^\circ$ . Динамическая вязкость керосина, измеренная вискозиметром Оствальда  $\eta = 1 \cdot 10^{-4}$  Па·с. На рис. 22 и 23 приведены спектр мощности и автокорреляционная функция фототока, соответствующие рассеянию исследуемой жидкости.

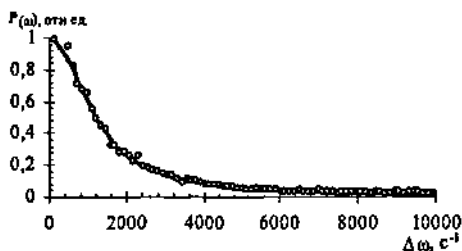


Рис. 22. Спектр мощности фототока (точки – экспериментальные значения, сплошная кривая – расчет)

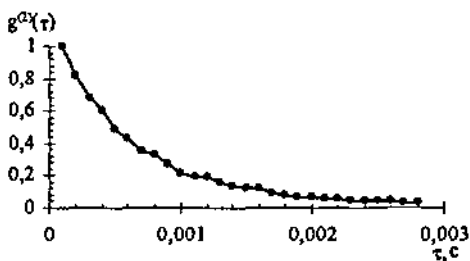


Рис. 23. Автокорреляционная функция фототока  $g^{(2)}(\tau)$

Хорошее совпадение расчета контура линии рассеяния с экспериментальными значениями свидетельствует о том, что рассеяние в магнитной жидкости указанной концентрации носит рэлеевский характер. Расчет значения гидродинамического диаметра частиц для экспериментально

измеренной полуширины контура дает значения  $d=95\pm 10$  нм. Причем расчеты гидродинамических диаметров по спектру мощности и автокорреляционной функции совпадают с точностью около 3%. Полученный результат хорошо коррелирует с результатами исследований кинетики двойного лучепреломления в импульсных электрическом и магнитном полях.

В разделе 4.5. обсуждаются вопросы агрегирования частиц магнитных жидкостей как причины индуцированной оптической анизотропии в магнитных коллоидах. Для изучения структурных изменений, которые могут происходить в магнитном коллоиде при воздействии на него внешних магнитного и электрического полей, мы произвели измерения спектров мощности и автокорреляционной функции в постоянных полях. Результаты измерений гидродинамического размера в магнитном поле напряженностью до 4 кА/м не выявили в пределах ошибок эксперимента отличий от измерений в отсутствие поля, что свидетельствует о наличии в МЖ агрегатов и в отсутствие поля. Для исследования влияния электрического поля на гидродинамический размер были произведены измерения в постоянном электрическом поле напряженностью 0.44 МВ/м, причем лазерный луч был направлен вдоль одного из электродов на расстоянии 1 мм от него (межэлектродное расстояние 5 мм). Известно, что в приэлектродном слое в электрическом поле могут образовываться различные структуры, поэтому выбранная нами конфигурация позволяет произвести исследование этого слоя. На рис. 24 показан спектр мощности фототока при рассеянии света под действием электрического поля. Полуширина спектра оказалась равной  $12\text{ с}^{\#1}$ , что соответствует размеру частицы порядка нескольких мкм. Таким образом, можно сделать вывод, что в электрическом поле стабильность магнитной жидкости нарушается и частицы образуют кластеры. Интересный результат получился, когда мы измерили спектр мощности фототока через 15 мин после выключения электрического поля (рис. 25). Оказалось, что воздействие электрического поля привело к увеличению среднего размера частиц приблизительно в 3 раза (300 нм против 95 нм), причем увеличенный размер сохраняется спустя длительное время после выключения поля, что может свидетельствовать о необратимом характере образования кластеров.

Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что оптическая анизотропия во внешних полях в магнитных коллоидах определяется объектами значительно более крупными, чем отдельные наночастицы. Весьма значительное различие в экспериментальных и расчетных значениях гидродинамического объема коллоидных частиц вряд ли может быть объяснено наличием у частиц значительного поверхностного защитного слоя, состоящего из многих слоев молекул олеиновой кислоты. Значительно более вероятным может быть объяснение такого

различия присутствием в растворе агрегатов частиц, что хорошо коррелирует с теоретическими расчетами, проведенными в работах [4-6].

В пятой главе представлены результаты по применению коллоидных растворов магнитных частиц для изучения объемного электрического заряда в жидких диэлектриках.

В разделе 5.1. дан анализ известных методов измерения напряженности электрических полей с использованием эффекта Керра в жидких диэлектриках.

В разделе 5.2. подробно описан предложенный нами способ измерения напряженности и визуализации распределения электрического поля в жидких диэлектриках, содержащих магнитные коллоидные частицы, и основанный на изученном нами эффекте компенсации оптической анизотропии в скрещенных электрическом и магнитном полях.

В разделе 5.3. приведены результаты реализации способа измерения напряженности постоянного электрического поля в плоском конденсаторе, позволяющие определить плотность возникающего объемного заряда.

Для изучения зависимости распределения электрического поля от температуры кювета с магнитным коллоидом помещалась в термостат, температуру в котором можно было изменять от  $0^{\circ}\text{C}$  до  $40^{\circ}\text{C}$ . Экспериментально измеренное распределение напряженности постоянного электрического поля при различных температурах показано на рис. 24. Вдоль горизонтальной оси отложено относительное расстояние  $x/l$ , где  $l=3,5$  мм - расстояние между электродами. Видно, что в приэлектродной области напряженность электрического поля выше, чем внутри объема диэлектрической жидкости.

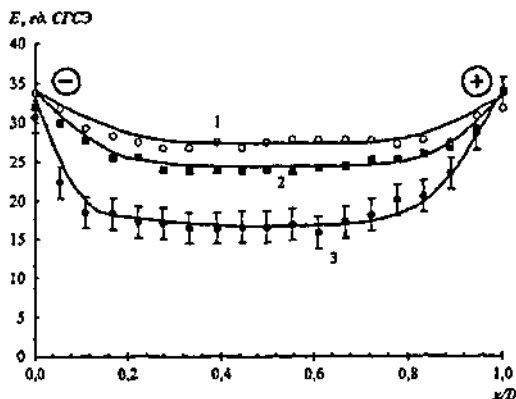


Рис. 24. Распределение постоянного электрического поля в зависимости от температуры: 1 - 313 К, 2 - 293 К, 3 - 273 К.

Причиной наблюдаемого экспериментально распределения напряженности электрического поля является наличие вблизи электрода распределенного по объему электрического заряда, противоположного по знаку заряду электрода. Объемная плотность такого заряда  $\rho$  может быть рассчитана по известному уравнению Пуассона:

$$\operatorname{div} \vec{D} = 4\pi\rho .$$

Произведенный нами расчет показывает, что величина объемной плотности заряда в постоянном электрическом поле составляет от  $\rho=1.2 \cdot 10^{-9}$  Кл/см<sup>3</sup> (40°С) до  $\rho=4 \cdot 10^{-9}$  Кл/см<sup>3</sup> (0°С).

Изменение неравномерности в распределении поля с температурой свидетельствует, по-видимому, о диффузионном механизме образования этого заряда. Нами были проведены исследования кинетики эффекта двойного лучепреломления при одновременном воздействии импульсного магнитного и постоянного электрического поля. Луч лазера при этом направлялся либо вдоль одного из электродов, либо посередине между ними. Измерялось время спада интенсивности света после выключения импульса магнитного поля. На основании полученных данных рассчитывался коэффициент вращательной броуновской диффузии, который обратно пропорционален объему коллоидной частицы, согласно соотношению Эйнштейна-Дебая. Коэффициент вращательной броуновской диффузии в середине между электродами составил  $520 \pm 50$  с<sup>-1</sup>, а у электрода  $440 \pm 50$  с<sup>-1</sup>. Это говорит о том, что у электродов скапливаются наиболее крупные частицы и их агрегаты. Вероятно, значительно большее, чем в центре кюветы, электрическое поле с длительностью импульсов до 0,1 с (предел длительности импульсов генератора) различия в пределах ошибки опыта коэффициентов диффузии вблизи электрода и в центре кюветы не обнаружено, т.е. время образования приэлектродного объемного заряда по крайней мере не меньше, чем  $10^{-1}$  с. Эти результаты качественно согласуются с данными характерного времени структурообразования ( $\tau=0,15 - 0,2$  с), полученными в тонких слоях МЖ.

В разделе 5.4. представлена модель образования объемного заряда в приэлектродном слое ячейки Керра в постоянном электрическом поле.

Эффект образования объемного заряда в низкопроводящих дисперсных системах наблюдался многими исследователями [8]. Однако, механизм происхождения объемного заряда до сир пор неясен и носит дискуссионный характер [7]. Причина этого заключена в том, что не решен вопрос природы носителей электрического тока, обеспечивающих самостоятельную проводимость диэлектрической жидкости. В средних и сильных полях генерация зарядов осуществляется одновременно многими механизмами: диссоциационным распадом ионных пар и ионных комплексов, контактной генерацией зарядов на границе жидкость-электрод, включающей холодную эмиссию, электрохимические окислительно-восстановительные реакции и т.д.

Характер перечисленных процессов существенно зависит от напряженности прикладываемого внешнего поля от характеристик частиц дисперсной фазы коллоидных систем. Согласно результатам работ, представленных в обзоре [7], заряды в технических жидкостях существуют только в форме ионов. Предположив, что ионы адсорбируются поверхностью твердых частиц МЖ, мы предложили следующую модель возникновения объемного заряда.

В отсутствии электрического поля в магнитной жидкости имеются ионы разных знаков, образовавшиеся за счет наличия примеси. Ионы могут рекомбинировать, но в среднем концентрация как положительных, так и отрицательных ионов остается постоянной и жидкость локально электронейтральна.

При наличии внешнего электрического поля возникает дрейф положительно заряженных частиц в сторону отрицательного электрода, а отрицательных - в сторону положительного электрода. Таким образом, у отрицательного электрода будет увеличиваться концентрация положительно заряженных частиц, а у положительного - отрицательно заряженных частиц. Изменение же концентрации частиц в приэлектродном слое вызовет их диффузию.

Уравнение изменения концентрации ионов приводит к одномерному уравнению Фоккера-Планка, из которого следует распределение плотности заряда в виде  $\rho(x) = \rho_0 e^{-x/l_0}$ , где  $l_0 = \frac{D}{v}$  - величина, имеющая размерность длины и является параметром, определяемым скоростью дрейфа частиц в электрическом поле.  $D$  - коэффициент броуновской диффузии частиц. Оценочные значения дают  $D=5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $v=6 \cdot 10^{-8} \text{ м/с}$ , и тогда расстояние от электрода, на котором плотность объемного заряда составляет сотую долю от  $\rho_0$  оказывается равным  $x=1 \text{ мм}$ , что находится в согласии с приведенными данными на рис. 26.

С помощью установки, указанной на рис. 25, определено распределение электрического поля «острие-плоскость», указанное на рис. 26.

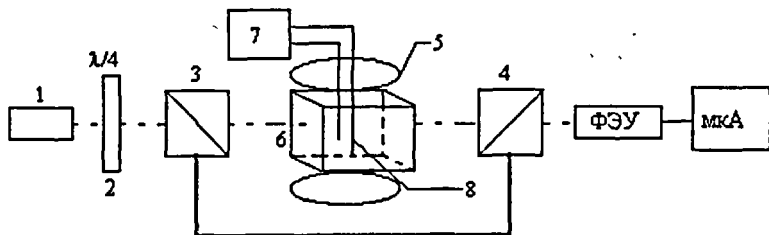


Рис. 25. Схема экспериментальной установки для определения направления вектора напряженности электрического поля путем синфазного поворота системы поляризатор (3) – анализатор (4)

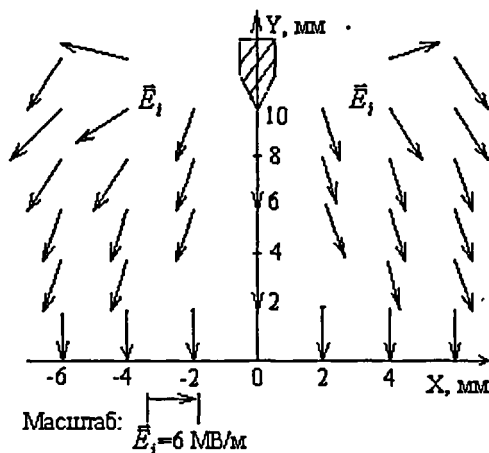


Рис. 26. Распределение электрического поля в системе электродов «острие-плоскость»

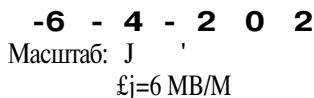


Рис. 26. Распределение электрического поля в системе электродов «острие-плоскость»

### Основные результаты и выводы:

1. Экспериментально доказано, что сильно разбавленные коллоидные растворы магнитных частиц магнетита в керосине рассеивают свет по Рэлею, т.е.  $I_{рас} \sim \frac{1}{\lambda^4}$ , без воздействия внешнего электромагнитного поля. Сделан вывод, что к таким системам применимы законы классической теории рассеяния света (приближение Рэля-Дебая-Ганса).

2. Экспериментально полученные коэффициенты деполяризации света  $\Delta v$  и  $\Delta h$  в условиях, когда среднее расстояние между частицами на порядок превышает средние размеры самих частиц, могут быть объяснены простой моделью цепочечных кластеров, состоящих из нескольких частиц. Симметрия индикатрисы рассеяния света указывает на отсутствие в коллоиде крупных по сравнению с длиной волны  $\lambda=632,8$  нм кластеров.

3. Экспериментально доказано, что в случае применения переменных синфазных электрических и магнитных полей к агрегативно устойчивым ансамблям не взаимодействующих между собой частиц, в них возникает двусная оптическая анизотропия, описываемая тензором второго ранга диэлектрической проницаемости ансамбля частиц. При соответствующих значениях напряженностей электрического и магнитного полей эта анизотропия может быть приведена к одноосной, что не имеет аналогов в электрооптике обычных немагнитных коллоидов.

Теоретическая статистическо-ориентационная модель позволила рассчитать по экспериментальным данным средний размер магнитных коллоидных частиц магнетита, который оказался в прекрасном соответствии с данными, полученными методом просвечивающей электронной микроскопии.

4. Методами электромагнитооптики и мессбауровской спектроскопии показано, что частицы феррита кобальта обнаруживают суперпарамагнитные свойства. Сделан вывод, что изучение двойного лучепреломления в постоянном магнитном и переменном электрическом полях может служить способом обнаружения суперпарамагнетизма магнитных коллоидных частиц. На основании выявленного суперпарамагнитного поведения частиц феррита кобальта сделан вывод, что магнитная кристаллографическая анизотропия малых частиц феррита кобальта меньше, чем в массивных образцах за счет влияния сильно развитой поверхности таких наночастиц.

5. Проведенные измерения кинетики двойного лучепреломления в ансамблях магнитных коллоидных частиц магнетита и феррита кобальта в электрическом и магнитном полях позволили оценить коэффициенты вращательной диффузии этих частиц, а по ним оценить средние размеры частиц, ответственных за динамику двойного лучепреломления при выключении полей. Оказалось, что гидродинамические размеры частиц, определенные этим методом, на порядок превышают радиусы частиц, определяемые электронной микроскопией.

6. Методами фотонной корреляционной спектроскопии с помощью вычисленного спектра мощности фототока и автокорреляционной функции рассчитан гидродинамический диаметр частиц, ответственных за статическое рэлеевское рассеяние света, который оказался в хорошем согласии с нашими результатами кинетики двойного лучепреломления в импульсных электрическом и магнитном полях.

7. Проведенные исследования структурных изменений в ансамблях магнитных коллоидных частиц, помещенных в постоянное электрическое поле, методом измерения спектров мощности фототока и автокорреляционной функции позволили сделать вывод о том, что в постоянном электрическом поле стабильность магнитной жидкости нарушается и частицы объединяются в кластеры микронных размеров.

8. На основе проведенных исследований двулучепреломления в скрещенных электрическом и магнитном полях предложен и экспериментально проверен способ измерения напряженности и визуализации распределения электрического поля в жидких диэлектриках, содержащих магнитные частицы в очень малых концентрациях ( $\varphi=10^{-5}$ ). Способ заключается в заполнении исследуемого объема коллоидным раствором магнитных частиц и воздействии на него магнитным полем, величина напряженности электрического поля которого определяется по величине напряженности



магнитного поля, компенсирующего оптическую анизотропию, вызванную электрическим полем.

9. С помощью этого метода произведено измерение напряженностей однородных и неоднородных электрических полей, а также обнаружено образование объемного электрического заряда в плоском конденсаторе с магнитным коллоидом. Произведена оценка величины объемной плотности заряда в постоянном электрическом поле, а также экспериментально определено время образования объемного заряда и место его локализации.

### **Список основных работ, опубликованных по теме диссертации**

Результаты диссертационной работы полностью опубликованы и доложены на научных конференциях. Всего по теме исследования соискателем опубликовано 47 работ, список основных из которых, полностью отражающих основные положения диссертации, отражен ниже.

1. Чеканов В.В., Падалка В.В., Кожевников В.М., Скибин Ю.Н. Двулучепреломление магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях // Магнитная гидродинамика. - 1985, № 2. - С.79-83.

2. Падалка В.В. Коагуляция частиц твердой фазы в слабоконцентрированных магнитных жидкостях в магнитном поле // IV Всесоюзная конференция по магнитным жидкостям. Тезисы докладов. - Т. 2. - Иваново, 1985. - С. 22-23.

3. Падалка В.В., Букина Г.А. Экспериментальное исследование двойного лучепреломления магнитной жидкости в переменных магнитном и электрическом полях // III Всесоюзное совещание по физике магнитных жидкостей. Тезисы докладов. - Ставрополь, 1986. - С. 82-84.

4. Чеканов В.В., Падалка В.В., Заплешко Н.Н., Кожевников В.М., Черемушкина А.В. Исследование диэлектрических и магнитных свойств коллоидных частиц в магнитной жидкости // III Всесоюзное совещание по физике магнитных жидкостей. Тезисы докладов. - Ставрополь, 1986. - С. 113-114.

5. Кожевников В.М., Падалка В.В., Райхер Ю.Л., Скибин Ю.Н., Чеканов В.В., Оптическая анизотропия магнитной жидкости в скрещенных электрическом и магнитном полях // Известия АН СССР, сер. физ., 1987. - Т. 51, № 6. - С. 1042-1048.

6. Каргин Н.И., Падалка В.В. Исследование магнитной жидкости на основе феррита кобальта методами электромагнитооптики и мессбауэровской спектроскопии // V Всесоюзная конференция по магнитным жидкостям. Тезисы докладов. - М.: МГУ, 1988. - Т. 1. - С.

7. Каргин Н.И., Падалка В.В., Чеканов В.В. Исследование малых частиц магнетита и феррита кобальта в магнитных жидкостях методом гамма-резонансного поглощения // IV Всесоюзное совещание по физике магнитных жидкостей. Тезисы докладов. - Душанбе: Изд-во ТГУ, 1988. - С. 46-47.



8. Падалка В.В., Чеканов В.В. Исследование распределения электростатических полей по двулучепреломлению в магнитной жидкости // IV Всесоюзное совещание по физике магнитных жидкостей. Тезисы докладов. - Душанбе: Изд-во ТГУ, 1988. - С. 65-66.

9. Chekanov V.V., Butenko A.A., Kozhevnikov V.M., Skibin Y.N., Padalka V.V. Electro-Magneto-Optics of Ferrofluids // Fifth Int. Conf. on Magnetic Fluids. - Salaspils, 1989. - P. 91-92.

10. Падалка В.В., Елманов В.В., Ларионов Ю.А., Скибин Ю.Н. Исследование спектральной зависимости двулучепреломления магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях // XIII Рижское совещание по магнитной гидродинамике. Тезисы докладов. - Т. 3. - Саласпилс, 1990. - С. 91-92.

11. Кожевников В.М., Ларионов Ю.А., Падалка В.В. Оптическая анизотропия тонкого слоя магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях // V Всесоюзное совещание по физике магнитных жидкостей. Тезисы докладов. - Пермь, 1990. - С. 75-76.

12. Кожевников В.М., Ларионов Ю.А., Падалка В.В., Бутенко В.В. Свойства тонкого слоя магнитной жидкости в электрическом поле // XIII Рижское совещание по магнитной гидродинамике. Тезисы докладов. - Т. 3. - Саласпилс, 1990. - С. 89-90.

13. Падалка В.В., Скибин Ю.Н. Динамика оптической анизотропии магнитной жидкости в переменном электрическом поле // VI Всесоюзная конференция по магнитным жидкостям. - М.: Изд-во МГУ, 1991. - С. 84-85.

14. Падалка В.В., Ерин К.В. Измерение напряженности электрического поля методом компенсации двойного лучепреломления в магнитных жидкостях // IV Всероссийская научно-техническая конференция «Методы и средства измерений физических величин». Тезисы докладов. - Ч. 3. - Нижний Новгород: Изд-во НГТУ, 1999. - С. 14-15.

15. Падалка В.В., Ерин К.В. Двулучепреломление магнитной жидкости в магнитном поле // Вестник СГУ. - Ставрополь: Изд-во СГУ, 1999. - № 18. - С. 86-92.

16. Падалка В.В., Ерин К.В. Учет влияния несферичности частиц в одночастичной модели двулучепреломления в магнитной жидкости // Сборник научных трудов III Всероссийского симпозиума «Математическое моделирование и компьютерные технологии». - Кисловодск: Изд-во КИЭП, 1999. - С. 37-39.

17. Падалка В.В., Ерин К.В. Экспериментальная установка для изучения кинетики двойного лучепреломления в разбавленных магнитных жидкостях в импульсных внешних полях // Сборник научных трудов 9-й Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям. - Т. 2. - Иваново: Изд-во ИГЭУ, 2000. - С. 390-393.

18. Падалка В.В., Ерин К.В. О механизме магнитного двойного лучепреломления в разбавленных магнитных жидкостях // *Материалы Всероссийской научной конференции «Математическое моделирование в научных исследованиях»* - Ставрополь: Изд-во СГУ, 2000. - Ч. 1. - С. 209-213.

19. Чеканов В.В., Скибин Ю.Н., Падалка В.В., Кандаурова Н.В. Электромагнитооптические эффекты в магнитных жидкостях и их применение // *Сборник научных трудов 9-й Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям*. - Т. 2. - Иваново: Изд-во ИГЭУ, 2000. - С 393 - 397.

20. Падалка В.В., Ерин К.В. Изучение распределения электрического поля в плоском конденсаторе с магнитной жидкостью методом компенсации двойного лучепреломления // *Сборник научных трудов 1-й Российской научно-практической конференции «Физико-технические проблемы создания новых технологий в агропромышленном комплексе»*. - Т.2. - Ставрополь: Изд-во СГСХА, 2000. - С. 307-309.

21. Yerin C.V., Padalka V.V. Relaxation of the birefringence induced by external fields in a ferromagnetic colloid // *Book of Abstracts 9<sup>th</sup> International Conference on Magnetic Fluids*. - Bremen, 2001. - P. 226.

22. Padalka V.V., Yerin C.V. Compensation of the Kerr-effect and Cotton-Mouton effect in a magnetic colloids under the action pulsed external fields // *Book of Abstracts 9<sup>th</sup> International Conference on Magnetic Fluids*. - Bremen, 2001. - P. 124.

23. Ерин К.В., Падалка В.В. Кинетика двойного лучепреломления в коллоидных системах ультрамалых частиц при воздействии электрического и магнитного полей // *Тезисы докладов Всероссийской научно-практической конференции «Химия твердого тела и современные микро- и нанотехнологии»*. - Ставрополь: Изд-во СКГТУ, 2001. - С. 64-65.

24. Падалка В.В., Ерин К.В. Изучение кинетики электрического двойного лучепреломления в коллоидных системах магнитных частиц // *Коллоидный журнал*. - 2001. - Т. 63, № 3. - С. 389-393.

25. Падалка В.В., Закинян Р.Г., Бондаренко Е.А. К вопросу об образовании объемного заряда в приэлектродном слое разбавленной магнитной жидкости // *Известия вузов. Северо-Кавказский регион. Естественные науки*. - 2002. - №4. - С. 36-38.

26. Падалка В.В., Борисенко О.В. Рассеяние света разбавленными магнитными жидкостями // *Сборник научных трудов 10-й Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям*. - Иваново: Изд-во ИГЭУ, 2002. - С. 168-171.

27. Падалка В.В., Ерин К.В. Оптический метод обнаружения агрегатов в разбавленных магнитных коллоидах // *Сборник научных трудов 10-й Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям*. - Иваново: Изд-во ИГЭУ, 2002. - С. 162-167.

28. Падалка В.В., Чеканов В.В., Бондаренко Е.А. Изменение эллипса поляризации при отражении света от многослойной интерференционной структуры с магнитной жидкостью // Сборник научных трудов 10-й Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям. - Иваново: Изд-во ИГЭУ, 2002. - С. 98-102.

29. Падалка В.В., Ерин К.В. Исследование магнитной жидкости методом рассеяния света // Вестник Ставропольского государственного университета. - 2002. - №31. - С. 23-25.

30. С. V. Yerin, V. V. Padalka. Kinetics of magneto-optical effect in a ferromagnetic colloids // Book of Abstracts Moscow International Symposium on Magnetism. - М: MSU, 2002.- P.210.

31. Падалка В.В., Ерин К.В. Изучение приэлектродных процессов в диэлектриках с магнитными коллоидными частицами // Сборник докладов VII Международной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей». - С.-Петербург, 2003. - С. - 208-210.

32. Падалка В.В., Ерин К.В., Борисенко О.В. Экспериментальные методы обнаружения кластеров магнитных частиц в магнитных жидкостях // Вестник Ставропольского государственного университета. - 2003. - №34. - С. 40-48.

33. Падалка В.В., Борисенко О.В., Хрынина Е.И. Экспериментальное исследование рассеяния света магнитной жидкостью в импульсных магнитных полях // Материалы IV Межрегиональной научной конференции «Студенческая наука - экономике России». - Т. 1. - Ставрополь: Изд-во СКГТУ, 2003.-С. 30-32.

34. Падалка В.В., Ходус Н.И., Афанасьев М.А. Экспериментальная установка для определения трехмерного распределения электрического поля в жидких диэлектриках с использованием магнитных жидкостей // Материалы IV Межрегиональной научной конференции «Студенческая наука - экономике России». - Т. 1. - Ставрополь: Изд-во СКГТУ, 2003. - С. 34-35.

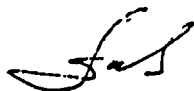
35. V. V. Padalka, C. V. Yerin. The light scattering by clusters of magnetic particles in electric and magnetic fields // Abstracts of International workshop on recent advances in nanotechnology of magnetic fluids. - New Delhi, 2003. - 250 p.

36. V. V. Padalka, C. V. Yerin. Light scattering of magnetic fluids in AC electric and magnetic fields // Book of Abstracts of International Symposium on Advanced Magnetic Materials. - Tokyo, 2003. - 200 p.

37. Чеканов В.В., Кожевников В.М., Падалка В.В., Моровщик А.Н., Мойса В.Г., Соур З.И. Способ измерения напряженности и визуализации электрического поля / Авторское свидетельство / СССР/ № 1354140 // БИ., 1987. - №43.

### Список цитируемой литературы

1. Райхер Ю.Л., Степанов В.И. Динамическое двулучепреломление в ферроколлоиде в скрещенных полях: взаимодействие магнитных и механических ориентационных степеней свободы // Коллоидный журнал. - 2003. - Т.65, №1. - С.73-86.
2. Raikher Yu.L., Stepanov V.I. Dynamic Birefringence in Magnetic Fluids. The Effect of Mechanical and Magnetic Degrees of Freedom of the Particles // Europhysics Letters. - 1995. - V. 32, №7. - P. 589-594.
3. Райхер Ю.Л., Петрикевич А.В. Диэлектрическая проницаемость магнитной жидкости. //Магнитная гидродинамика. - 1987, №2. - С. 50-58.
4. Зубарев А.Ю., Исакова Л.Ю. Фазовые переходы в электро- и магнитореологических жидкостях // Коллоидный журнал. - 2003. - Т. 65, №2. - С. 182-188.
5. Зубарев А.Ю., Исакова Л.Ю. К теории структурных превращений в магнитных жидкостях // Коллоидный журнал. - 2003. - Т. 62, №6. - С. 769-777.
6. Иванов А.О., Канторович С.С. Структура цепочечных агрегатов в ферроколлоидах // Коллоидный журнал. - 2003. - Т. 65, №2. - С. 189-200.
7. Жакин А.И. Ионная электропроводность и комплексообразование в жидких диэлектриках // УФН. - 2003. - Т. 173, №1. - С. 51-68.
8. Духин С.С, Эстрела-Льюпис В.Р., Жолковский Э.К. Электроповерхностные явления и электрофильтование. - Киев: Наук, думка, 1985. - 288 с.



---

Изд. лиц серия ИД.№05975 от 03.10.2001	Подписано в печать 31.05.2004	
Формат 60x84 1/16	Уел печ л 2,21	Уч -изд л. 1,73
Бумага офсетная	Тираж 100 экз.	Заказ 112

---

Отпечатано в Издательско-полиграфическом комплексе  
Ставропольского государственного университета  
355009, Ставрополь, ул Пушкина, 1.



№ 13508