

На правах рукописи

Федоренко Андрей Анатольевич

**ДИНАМИКА МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ
В СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ**

01.04.07. - физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Пермь – 2007

Работа выполнена на кафедре экспериментальной физики
Пермского государственного университета.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Александр Фёдорович Пшеничников.

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук, профессор Михаил Андреевич Марценюк.

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник

Виктор Владимирович Русаков.

Ведущая организация: Уральский государственный университет.

Защита состоится ___ ноября 2007 г. в 15 часов 15 минут на заседании диссертационного совета Д. 212.189.06 в Пермском государственном университете (г. Пермь, ГСП, 614990, ул. Букирева, 15).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Пермского государственного университета.

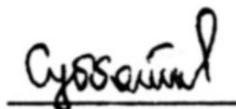
Автореферат разослан ___ октября 2007 г.

Учёный секретарь

диссертационного совета Д. 212.189.06,

кандидат физико-математических

наук, доцент

 Г.И. Субботин.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Магнитные жидкости (МЖ) или ферроколлоиды представляют собой устойчивые коллоидные взвеси ферромагнитных частиц. Пристальное внимание к ним обусловлено тем, что они широко применяются в технике и медицине как среды с управляемыми физическими свойствами. Макроскопические свойства ферроколлоидов зависят от дисперсного состава и межчастичных взаимодействий. Магнитные коллоидные частицы при размерах ~ 10 нм являются однодоменными, а их движение происходит в основном под влиянием тепловых флуктуаций. Межчастичные взаимодействия могут приводить к образованию агрегатов частиц, в том числе цепочечных. Эти агрегаты могут оказывать сильное влияние на магнитные, оптические и реологические свойства магнитных жидкостей, однако концентрация агрегатов в магнитных жидкостях и их структура остаются предметом дискуссий. Одна из главных причин такого положения состоит в отсутствии экспериментальных методов, чувствительных к структуре агрегатов, и, как следствие, в малом объёме экспериментальных данных, касающихся структуры агрегатов. Прямое наблюдение таких микроагрегатов неосуществимо, поскольку они не видимы в оптический микроскоп, а приготовление образцов для электронного микроскопа приводит к неконтролируемому изменению в их структуре. Наиболее простым и эффективным способом изучения дисперсного состава магнитных жидкостей является магнитогранулометрический анализ (МГА), но и данный метод не позволяет обнаруживать агрегаты.

Целью данной диссертации является разработка экспериментального метода, основанного на динамике МЖ в скрещенных магнитных полях, чувствительного к структуре агрегатов, получение информации об этой структуре, поиск цепочечных агрегатов.

Новизна работы заключается в том, что:

1. Теория метода скрещенных полей разработана с учётом межчастичных взаимодействий, полидисперсности частиц и размагничивающего коэффициента. Модернизирована установка для изучения МЖ методом скрещенных полей.
2. Впервые получено экспериментальное подтверждение существования цепочек в МЖ. Определены условия их появления.

3. Предложен новый вариант магнитогранулометрического анализа на основании опытов в скрещенных полях.

4. Проведён расчёт сигнала в области повышенных частот. Проведены измерения фазового сдвига между опорным и полезным сигналами на частотах зондирующего поля ($f = 10 \div 8000$ Гц).

Практическая ценность работы заключается в том, что предложен новый метод анализа МЖ, чувствительный к структуре агрегатов, данный метод позволяет получать данные о составе ферроколлоидов, согласующиеся с данными магнитогранулометрии.

Результаты работы докладывались: на девятой международной конференции по магнитным жидкостям (г. Бремен. 2001); на конференции молодых ученых НОЦ “Неравновесные переходы в сплошных средах” (г. Пермь, 2002); на 10-й международной конференции по магнитным жидкостям (г. Плесе в 2002); на зимних школах по механике сплошных сред в г. Перми в 2003 и 2007 году. Основные результаты исследований опубликованы [1 - 10]. Работа выполнялась при поддержке РФФИ (гранты № 01-02-17839 и № 02-03-33003), Американского фонда гражданский исследований АФГИР (грант № PE-009-0) и НОЦ “Неравновесные переходы в сплошных средах” (грант № 02-01Н-012и).

Работа состоит из введения, пяти глав и заключения. Работа изложена на 133 страницах и включает 51 рисунок, список литературы из 109 наименований и приложения на 11 страницах.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении изложена постановка задачи диссертации, показана актуальность исследования магнитных жидкостей методом скрещенных магнитных полей, кратко сформулированы основные положения, выносимые на защиту.

Глава 1 носит обзорный характер. Рассматриваются общие сведения о магнитных жидкостях. Рассмотрены модели намагничивания магнитных жидкостей. Предпочтение отдано модифицированной модели эффективного поля. Данная модель позволяет точно вычислять намагниченность в широком интервале концентраций и магнитных полей и требует небольших вычислительных ресурсов. Рассмотрены работы в области исследования динамики намагничивания ферроколлоидов, в том числе и метод скрещенных полей. Одним из методов, потенциально при-

годных для экспериментального обнаружения агрегатов, является метод скрещенных магнитных полей (М. И. Шлиомис и Б. И. Пирожков Авт. св-во СССР № 1383839, 1987), т.к. данный метод является чувствительным к наличию в ферроколлоиде даже относительно небольшого количества частиц с диаметрами > 15 нм. Однако, в первоначальном варианте метода его авторы применили упрощённую теорию метода, а в опытах не учитывалось действие размагничивающих полей. В результате оценки магнитных моментов частиц были завышенными на порядок.

Глава 2 посвящена теории и проблемам метода скрещенных полей в случае низких частот. Схема измерительной ячейки изображена на рис.1. Цилиндрический образец МЖ помещают во взаимно перпендикулярные переменное

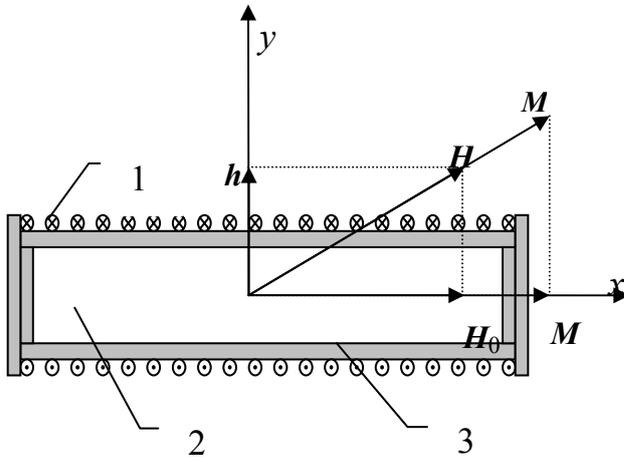


Рис. 1. Геометрия опытов в скрещенных. 1 – измерительная катушка, 2 – образец, 3 – кювета.

и в измерительной катушке возникает ЭДС E . Величина ЭДС равна:

$$E(t) = -N \frac{d\Phi}{dt} = -\mu_0 NS \frac{dM_x}{dt} = -\mu_0 NS \frac{d}{dt} \left(\frac{H_0}{H} M \right) = -\mu_0 NS H_0 \frac{d\chi}{dH} \frac{dH}{dt}, \text{ где } H_0 -$$

напряжённость постоянного поля, $H = \sqrt{H_0^2 + h_{in}^2(t)}$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, χ – магнитная восприимчивость, S – площадь сечения образца, N – количество витков измерительной катушки, $h_{in}(t) = \frac{h(t)}{1 + \chi\kappa}$ – переменное поле внутри образца с

учётом размагничивающего фактора. Здесь $\kappa = 0,5$ поперечный размагничивающий фактор длинного цилиндра, в этом случае:

$$E_0(H_0) = \frac{2\mu_0 NS \omega h_0^2 H_0}{(2H_0 + M_0)^2} \left(\frac{M}{H} - \frac{\partial M}{\partial H} \right)_{H=H_0}, \quad M_0 = M(H_0). \quad (1)$$

$h(t) = h_0 \cos \omega t$ и постоянное H_0 магнитные поля. В пределе низких частот ($\omega\tau \ll 1$, где τ – характерное время релаксации намагниченности), векторы M и H параллельны. Ось постоянного поля совпадает с осью образца и измерительной катушки, намотанной вокруг образца. Проекция M_x намагниченности M на ось x изменяется со временем в виду нелинейности кривой $M(H)$,

В случае разбавленных монодисперсных коллоидов $M(H) = nmL(\xi)$, где $L(\xi)$ – функция Ланжевена, $\xi = \frac{\mu_0 m H}{kT}$, m – магнитный момент частицы, n – числовая плотность частиц. Из уравнения (1) в пределе малых полей $\xi \ll 1$ получено выражение: $E_0(H_0) = \mu_0 NS \frac{nm^4 \omega H_0 h_0^2}{45} \left(\frac{\mu_0}{kT}\right)^3$, которое демонстрирует очень сильную зависимость ЭДС в измерительной катушке от диаметра магнитного ядра частиц: $E \sim x^{12}$! В полидисперсных коллоидах основной вклад в сигнал вносят самые крупные частицы. Это обстоятельство играет ключевую роль в данной работе, т.к. открывает возможность анализа магнитных жидкостей и цепочечных агрегатов.

Намагниченность полидисперсных коллоидов вычисляется как суперпозиция намагниченности отдельных фракций. Для учёта межчастичных взаимодействий при вычислении $M(H)$ использовалась модифицированная модель эффективного поля MMF2 (Ivanov A.O., Kuznetsova O. B. // Phys. Rev. E. – 2001). В рамках этой модели равновесная намагниченность определяется системой уравнений:

$$\begin{aligned} M(H) &= n \int_0^{\infty} m(x) L(\xi_e) f(x) dx, & \xi_e &= \frac{\mu_0 m(x) H_e}{kT}, \\ H_e &= H + \frac{M_L(H)}{3} + \frac{1}{144} M_L(H) \frac{dM_L}{dH}, & (2) \\ M_L(H) &= n \int_0^{\infty} m(x) L(\xi) f(x) dx, & \xi &= \frac{\mu_0 m(x) H}{kT}, \end{aligned}$$

где f - функция распределения частиц по диаметрам магнитного ядра x , обычно дисперсный состав частиц характеризуется логарифмически нормальным, либо - Г-распределением.

Экспериментальная установка изображена на рис. 2. Измерительная ячейка имеет элементы регулировки взаимной ориентации осей катушек. Неоднородность магнитных полей не превышала 2% в объёме измерительной катушки. Продольный размагничивающий фактор составил 0,0087, поперечный – $0,496 \approx 0,5$. Переменный ток в катушках Гельмгольца 2 создаётся генератором звуковой частоты и контролируется цифровым амперметром. Постоянное поле создаётся лабораторным источником питания. Полезный сигнал усиливается и измеряется селективным микровольтметром. С выхода селективного микровольтметра сигнал поступает на

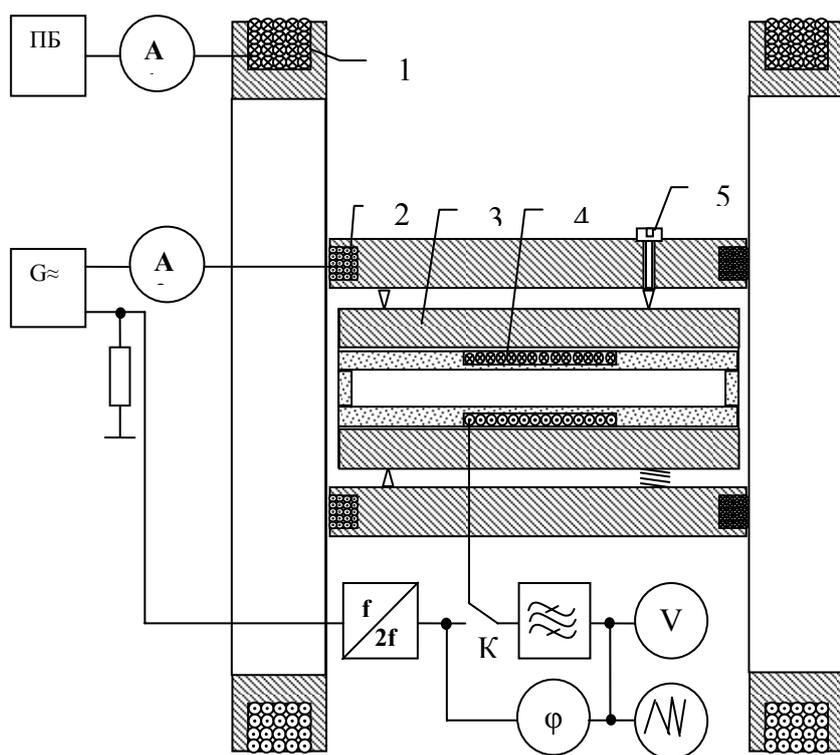


Рис.2. Схема установки. 1, 2 – катушки Гельмгольца для создания постоянного и переменного магнитных полей, 3 – обойма для кюветы, 4 – кювета с измерительной катушкой и образцом МЖ, 5 – элементы настройки ориентации измерительной катушки.

региструемый при этом фазометром стремится к нулю. Совокупная относительная погрешность измерений не превышает 7%.

В главе 3 рассмотрено влияние дисперсного состава на сигнал в скрещенных полях. Для опытов были приготовлены четыре образца *A*, *B*, *C*, *D* с различным дисперсным составом и одинаковой намагниченностью насыщения 20 кА/м. Состав этих образцов определялся методом МГА. Результаты измерений в скрещенных полях, а также результаты прямых расчётов по формулам (1) и (2) для трёх образцов *A*, *B*, *C* отражены на рис. 3. Экспериментальные и расчётные кривые совпадают в области больших полей, а также совпадает положение максимума. Расхождение кривых вблизи максимума объяснено нами недостаточно точным определением параметров распределения с помощью МГА. Как уже говорилось, небольшие вариации в дисперсном составе частиц приводят к большим вариациям $E(H)$.

контрольный осциллограф и фазометр, который измеряет разность фазы между полезным и опорным сигналом после удвоения частоты.

В режиме калибровки (ключ *K* находится в нижнем по схеме положении) фазометр позволяет настраивать избирательный фильтр селективного микровольтметра точно на удвоенную частоту, сдвиг фазы между входным и выходным напряжением на селективном микровольтметре, ре-

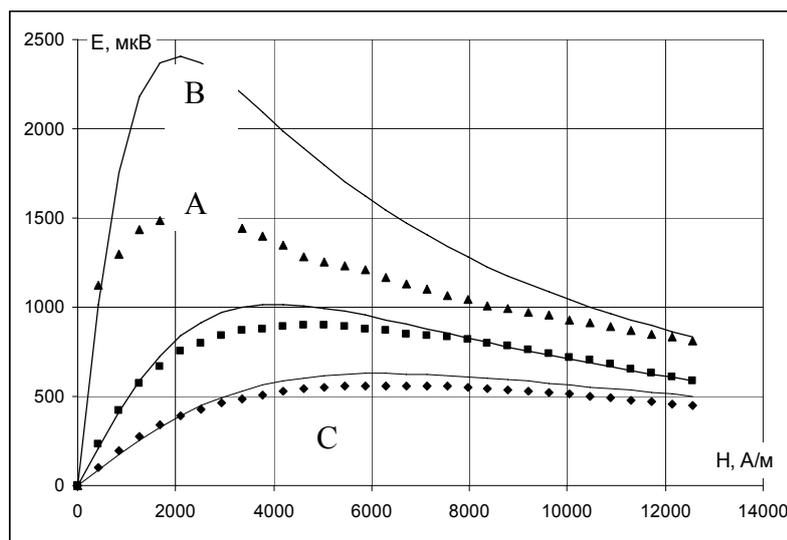


Рис.3. Результаты опытов (точки) и прямых расчётов по формулам (1) и (2) для образцов А, В, С.

столбцах *a* и *в* таблицы отличаются на порядок для магнитных моментов и в 2 – 3 раза для диаметров магнитного ядра. Такое расхождение является естественным

Таблица. Средние магнитные моменты и размеры частиц образцов А,В,С,Д.

образец	$\langle x \rangle$, нм			$\langle m \rangle$, 10^{-19} А·м ²		
	<i>a</i>	<i>б</i>	<i>в</i>	<i>a</i>	<i>б</i>	<i>в</i>
А	7,63	7,86	17,3	1,88	1,95	12,9
В	9,7	10,73	23,6	3,61	3,77	23,6
С	9,5	9,11	16,6	2,65	2,51	16,5
Д	6,8	6,91	16,6	1,12	1,11	16,6

С точки зрения оценки метода представляет интерес таблица, содержащая параметры образцов, полученные из магнитогранулометрического анализа (столбец *a*), оценки магнитных моментов по методике Б. И. Пирожкова и М. И. Шлиомиса (*в*) и результатов оптимизации кривых $E(H)$ (*б*). Видно, что величины в

следствием того, что в ранних работах по скрещенным полям не учитывались полидисперсность частиц и межчастичные магнитодипольные взаимодействия. Столбцы *a* и *б* отличаются незначительно, это позволяет надеяться на возможность проведения магнитогра-

нулометрического анализа на основе метода скрещенных полей.

Непосредственно из дифференциального уравнения (1) следует выражение, связывающее кривую намагничивания с зависимостью $E(H)$ в скрещенных полях:

$$M(H_0) = \frac{H_0}{\frac{1}{\chi_0 + 2} + \frac{1}{2\mu_0 NS \omega h_0^2} \int_0^{H_0} E(H) dH} - 2H_0. \quad (3)$$

Результаты вычислений по формуле (3) и измерений $M(H)$ хорошо совпадают, что иллюстрирует рис.4.

Кривые расходятся не более чем на 5 %, что говорит, о возможности построения кривой намагниченности из опытов в скрещенных полях.

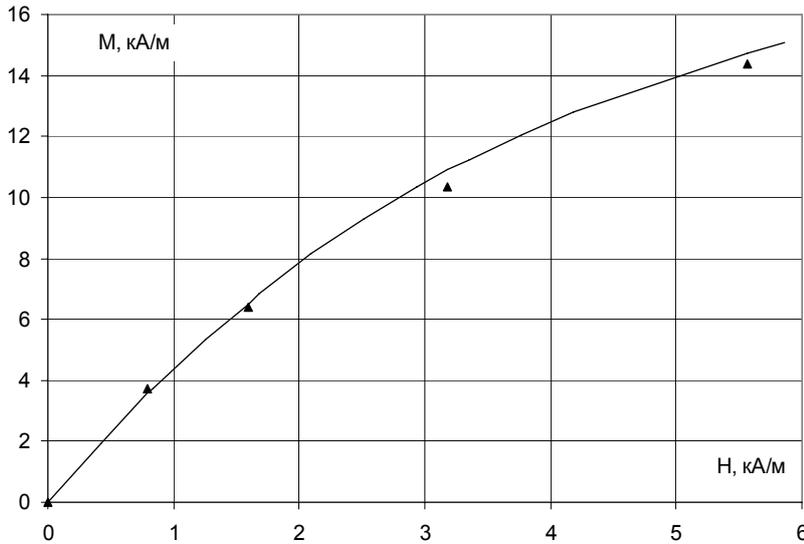


Рис.4. Кривые $M(H)$ для образца А. точки – прямые измерения, сплошные линии – вычисления по формуле (3).

ограничен предельным $x_{\max} \sim 20 - 25$ нм, более крупные частицы выпадают в осадок.

Глава 4 посвящена поиску цепочечных агрегатов. Исследованы магнитные жидкости с различной концентрацией магнитной фазы, подверженные действию внешнего магнитного поля и содержащие наиболее крупные частицы, что повышает вероятность образования цепочек. В данной серии опытов измерены зависимости $E(H)$ в скрещенных полях для образцов № 1 - № 6. Образцы были приготовлены разбавлением одного базового коллоида высокой концентрации (№ 6). После изготовления образцов был исследован их состав, на основании данных измерений сделан вывод, что выпадения магнетитовых частиц в осадок не наблюдается, все образцы отличаются лишь концентрацией магнитной фазы.

Интенсивное агрегирование частиц наблюдается, если параметр агрегирования

$$\lambda = \frac{\mu_0 m^2}{4\pi x^3 kT} > 3. \text{ Это условие определяет наименьший диаметр частиц, способных}$$

образовывать кластеры, $x^* \approx 16$ нм. Более мелкие частицы остаются уединёнными, их вклад в намагничённость определяется формулами (1), (2). Частицы с $x > x^*$ могут объединяться в цепочки с эффективным магнитным моментом qm_c (q – число частиц в одной цепочке) и должны быть выделены в отдельную фракцию:

$$M(H) = n \int_0^{x^*} m(x) L(\xi_e) f(x) dx + L(q\xi_c) \int_{x^*}^{x_m} m(x) f(x) dx. \quad (4)$$

Для вычисления кривой намагничивания по формуле (3) не требуется знать дисперсный состав ферроколлоида, поэтому расхождение кривых на рис.3. можно объяснить не достаточно точным определением значений параметров распределения.

В 3 главе сделан вывод о том, что размер частиц

Здесь ξ_c - параметр Ланжевена, определенный через эффективное поле и средний магнитный момент m_c агрегированных частиц. Формула (4) описывает намагниченность частично агрегированного коллоида при условии, что в МЖ присутствует лишь один тип агрегатов – агрегаты в виде жёстких цепочек и что распределение цепочек по числу частиц достаточно узкое.

Результаты опытов с образцом № 6 представлены на рис.5. Кривая 1 построена по данным гранулометрического анализа без учёта цепочек. Наиболее вероятной причиной расхождения между экспериментальными данными и кривой 1 является погрешность в величине $\langle x \rangle$. Небольшое уменьшение величины $\langle x \rangle$ позволяет очень хорошо согласовать экспериментальную и расчётную кривые. Расхождение параметров распределения, определенных двумя разными способами является небольшим и не принципиальным. Результаты расчёта ЭДС, проведённые в предположении, что все крупные частицы с $x > x^*$ объединены в цепочки, которые содержат по $q = 3,3$ частицы, представлены в виде штриховой линии. Расчёт проведён по формулам (1), (2) и (4). Данная кривая проходит существенно выше экспериментальных точек. Очевидно, что в реальных магнитных жидкостях цепочки не являются

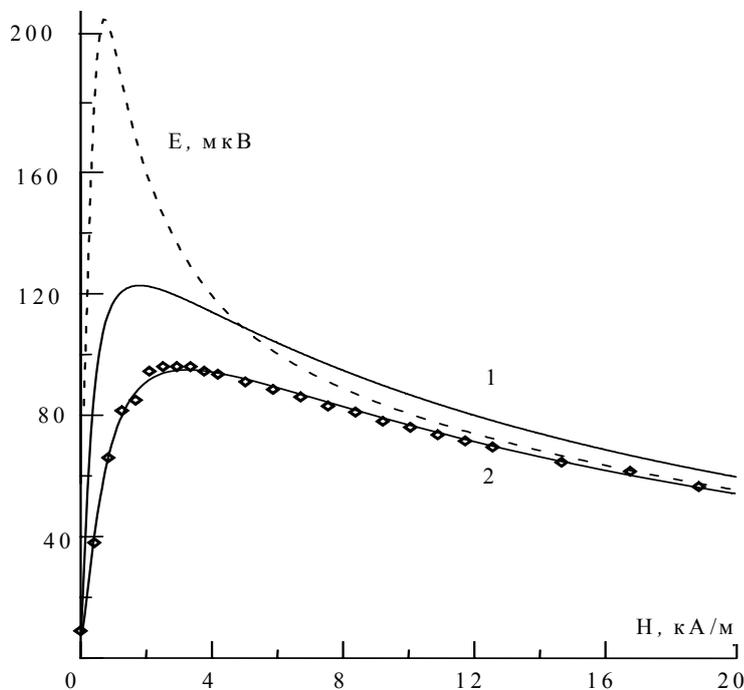


Рис. 5. Зависимость $E(H)$ образца № 6. Точки - эксперимент, сплошные линии – расчёт по формулам (1), (2) без учёта цепочек, но с разными параметрами распределения, штриховая линия – с учётом цепочек.

доминирующим типом кластеров. Конкуренция между кластерами различной структуры приводит к уменьшению числа цепочек. Кроме того, ослабление роли цепочек может быть вызвано экранировкой магнитодипольных взаимодействий в концентрированных растворах. Наличие в растворе мелких частиц усиливает экранировку. По этим двум причинам влияние цепочек на физические свойства концентрированных МЖ оказывается слабым.

Эффект экранировки уменьшается с уменьшением концентрации магнитной фазы в растворе, роль цепочек оказывается более заметной и их можно обнаружить. Эти ожидания подтвердились для образца № 1 (рис. 6). Экспериментальная кривая $E(H)$ для образца № 1 на начальном участке имеет острый максимум, характерный для цепочечных агрегатов. Сплошная линия 1 на рис. 6 рассчитана по формулам (1), (2) и хорошо описывает экспериментальные точки в области сильных полей. В области слабых полей расчётная кривая 1 растёт монотонно, в то время как экспериментальная кривая образует острый максимум. Расчёт намагниченности по формуле (4) в предположении, что в цепочки объединены все частицы, для которых параметр агрегирования $\lambda > 3$, подтверждает существование острого максимума, но приводит к двукратному завышению сигнала по сравнению с экспериментальными значениями (штриховая линия 3). Причины, по которым влияние цепочек на сигнал в скрещенных полях оказывается ослабленным — это существование квазисферических кластеров и экранирующее действие мелких частиц. Подбор порогового диаметра x^* (или ϕ^*) позволяет точно описать всю экспериментальную кривую $E(H)$. Кривая 2 на рис. 6. получена при $\phi^* = 0,018$. Наилучшее согласование экспериментальных и теоретических кривых наблюдается при длине цепочек $q = 3,3$. Расхождение в величине ϕ^* на порядок показывает противоречивость цепочечной модели, не учитывающей существование кластеров с другой структурой, нежели линейные цепочки. Эти кластеры частично компенсируют воздействие цепочек на равновесную намагниченность. С другой стороны, значение $\phi^* = 0,018$, позволяющее формально описать экспериментальную кривую в рамках цепочечной

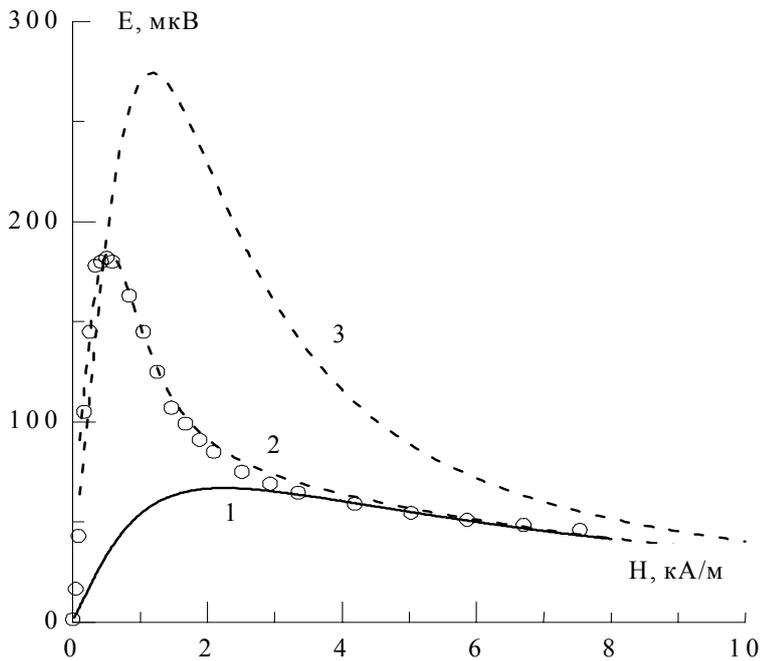


Рис. 6. Зависимость $E(H)$ для образца № 1. Точки - эксперимент, сплошная линия – расчёт по формулам (1), (2) без учёта цепочек, штриховая линия – с учётом цепочек. Кривая 2 соответствует $\phi^* = 0,018$, 3 – 0,16.

Подбор порогового диаметра x^* (или ϕ^*) позволяет точно описать всю экспериментальную кривую $E(H)$. Кривая 2 на рис. 6. получена при $\phi^* = 0,018$. Наилучшее согласование экспериментальных и теоретических кривых наблюдается при длине цепочек $q = 3,3$. Расхождение в величине ϕ^* на порядок показывает противоречивость цепочечной модели, не учитывающей существование кластеров с другой структурой, нежели линейные цепочки. Эти кластеры частично компенсируют воздействие цепочек на равновесную намагниченность. С другой стороны, значение $\phi^* = 0,018$, позволяющее формально описать экспериментальную кривую в рамках цепочечной

формуле (4) в предположении, что в цепочки объединены все частицы, для которых параметр агрегирования $\lambda > 3$, подтверждает существование острого максимума, но приводит к двукратному завышению сигнала по сравнению с экспериментальными значениями (штриховая линия 3). Причины, по которым влияние цепочек на сигнал в скрещенных полях оказывается ослабленным — это существование квазисферических кластеров и экранирующее действие мелких частиц.

модели, очевидно, занижено, т.е. учитывает только некомпенсированную часть вклада существующих цепочек.

Глава 5 посвящена динамике МЖ в скрещенных полях на повышенных частотах. Переменная составляющая поля мала и можно воспользоваться линеаризованным уравнением релаксации: $\frac{dM_{x,y}}{dt} = -\frac{1}{\tau_{x,y}}(M - M_0)_{x,y}$ (Марценюк М. И., Райхер Ю. Л.,

Шлиомис М. И. // ЖЭТФ. 1973). Времена релаксации τ_x и τ_y для продольной и поперечной компонент намагниченности в приближении разбавленных растворов описываются уравнениями:

$$\tau_x = \frac{\xi L'(\xi)}{L(\xi)} \tau_B, \quad \tau_y = \frac{2L(\xi)}{\xi - L(\xi)} \tau_B, \quad \tau_B = \frac{3\eta V}{\kappa T}. \quad (5)$$

Здесь τ_B – время вращательного броуновского движения частиц, V – их объём. Раскладывая равновесную намагниченность в ряд по степеням поля h , получим:

$$\frac{\partial M_y}{\partial t} = -\frac{1}{\tau_y} \left(M_y - \frac{M(H_0)}{H_0} h \right),$$

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} = \frac{1}{\tau_x} \left[M_x - M(H_0) - \frac{h^2}{2H_0} \left(\frac{\partial M}{\partial H} - \frac{M}{H} \right)_{H=H_0} \right]. \quad (6)$$

Подставим выражение для поля $h = h_0 \cos \omega t$ в (6), получим:

$$M_x = M(H_0) + \frac{h_0^2}{4H_0} \left(\frac{\partial M}{\partial H} - \frac{M}{H} \right)_{H=H_0} \left[1 + \frac{\cos(2\omega t - \alpha)}{\sqrt{1 + 4\omega^2 \tau_x^2}} \right],$$

$$\operatorname{tg} \alpha = 2\omega \tau_x. \quad (7)$$

С учётом поперечного размагничивающего фактора:

$$E_0(H_0) = \frac{2\mu_0 N S \omega h_0^2 H_0 (1 + 2\omega^2 \tau_y^2)}{\sqrt{1 + 4\omega^2 \tau_x^2} [(2H_0 + M_0)^2 + 4H_0^2 \omega^2 \tau_y^2]} \left(\frac{M_0}{H_0} - \frac{\partial M_0}{\partial H_0} \right). \quad (8)$$

Сравнение частотных зависимостей (8) с данными эксперимента позволяет получить информацию о характерных временах релаксации.

Формулы (5) быть использованы только для разбавленных растворов. Кроме того, в этих выражениях присутствует микроскопическая величина – m . В виду полидисперсности МЖ характеризуется спектром времён релаксации, а не одним τ_B . Таким образом, детальное соответствие уравнения (8) данными эксперимента невоз-

можно, однако их сопоставление позволяет оценить степень влияния межчастичных взаимодействий и полидисперсности на релаксационные процессы в МЖ.

Для оценки времён релаксации по формулам (5) выразим времена релаксации τ_x , τ_y через M и H – макроскопические величины. Используя выражение для намагниченности в одночастичном приближении $M = \mu_0 m n L(\xi)$, получим:

$$\tau_x = \left(\frac{H}{M} \frac{\partial M}{\partial H} \right) \tau_B, \quad \tau_y = \frac{2M}{3\chi_0 H - M} \tau_B \quad (9)$$

В пределе разбавленных растворов формулы (9) переходят в уравнение (5), но они могут быть экстраполированы формально на концентрированные коллоиды. В малых полях времена релаксации должны стремиться к броуновскому значению, которое в системе невзаимодействующих частиц не зависит от внешнего поля.

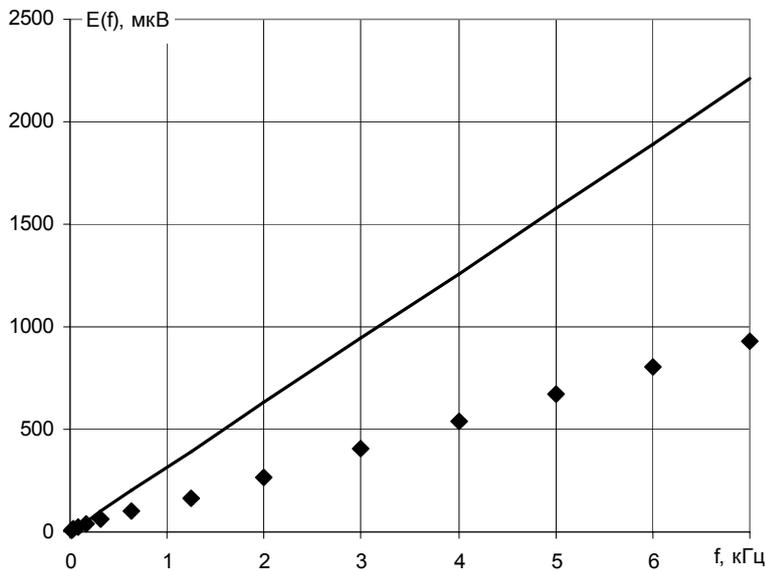


Рис. 7. Частотная зависимость сигнала при $H_0=220$ А/м. Сплошная линия – расчёт в квазистатическом приближении, точки – эксперимент (образец № 1)

$(f < 100$ Гц). Это соответствует характерному времени релаксации $\tau \sim 1$ мс. Можно предположить, что такое время релаксации связано с квазисферическими агрегатами, которые выполняют роль зародышей капельных агрегатов. График (рис.7) показывает, что выражение (1) соблюдается лишь при очень низких (~ 10 Гц) частотах, далее $E(f)$ испытывает излом и в дальнейшем $E(f)$ вновь растёт по линейному закону. Поведение квазисферических агрегатов таково, что они выключаются из коллективного движения на высокой частоте и существенно не влияют на полезный

Исследовались три образца МЖ с различным дисперсным составом и концентрацией магнитной фазы. При вычислении по формуле (8) были получены результаты, существенно расходящиеся с экспериментальными данными, разница увеличивается с увеличением частоты. Совпадения удаётся добиться только на частотах

сигнал на частотах 1–10 кГц. При наблюдении данного образца в оптический микроскоп действительно обнаружены капельные агрегаты.

В дополнение к зависимостям $E(f)$ измерены фазовые сдвиги между $E(t)$ и $h(t)$. При $\omega\tau \ll 1$ ЭДС прямо пропорциональна частоте и равна: $E(t) = E_0(H, \omega) \sin 2\omega t$.

При увеличении частоты: $E(t) = \tilde{E}_0(H_0, \omega) \sin(2\omega t - \theta)$. При больших ЭДС угол θ и время запаздывания τ_3 можно наблюдать осциллографическими методами. При частотах $\omega\tau \ll 1$ время τ_3 и θ связано с τ_x : $\alpha = \arctg 2\omega\tau_x \approx \theta = 2\omega\tau_3$. Опыты показали, что θ образцов № 1 и № 2 не существенный. θ образце № 3 оказался большим и

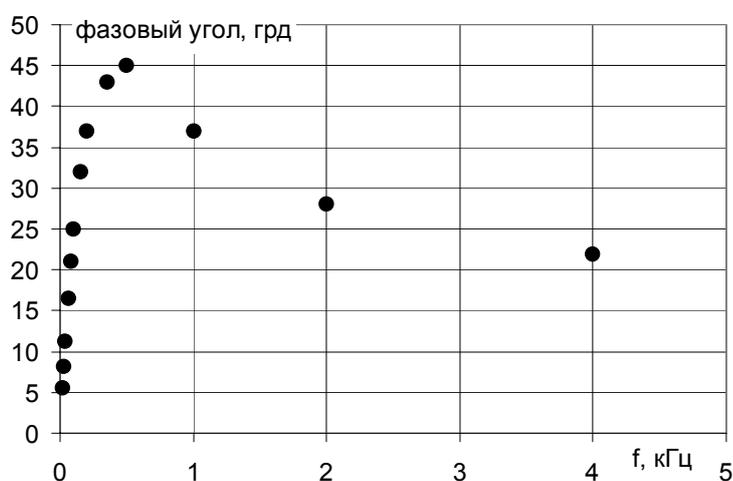


Рис.8. Угол фазового запаздывания. Образец № 3 при $H_0 = 450$ А/м

достиг значения 45° на частоте 500 Гц (рис.8). При увеличении подмагничивающего поля запаздывание существенно снижается. Время запаздывания в этом случае оказывается равно $\tau_3 = \tau_x = 0,13$ мс. Поскольку магнитное поле невелико, значением 0,13 мс можно оценить и время броуновской релаксации. Тогда можно воспользоваться выра-

жением 5 для оценки характерных размеров броуновских частиц $x \sim 65$ нм. Такой размер соответствует цепочечным агрегатам из 3 - 4 звеньев частиц с диаметром магнитного ядра 16 – 22 нм. Данный факт подтверждает существование коротких цепочечных агрегатов в разбавленных растворах.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Проведена модернизация метода скрещенных полей, которая позволяет анализировать микроструктуру ферроколлоидов. Теория метода была усовершенствована таким образом, чтобы анализ результатов учитывал полидисперсность частиц, межчастичные взаимодействия и размагничивающий фактор образца. Опыты на образцах с различным дисперсным составом показали пригодность метода для получения количественной информации о средних размерах магнетитовых частиц. Результаты измерений хорошо согласуются с результатами магнитогранулометри-

ческого анализа. В исследуемых образцах отсутствуют частицы выше критического (20 - 25 нм) размера.

2. Проведён эксперимент, направленный на обнаружение в магнитных жидкостях цепочечных агрегатов на низких частотах в скрещенных магнитных полях, в связи с высокой чувствительностью этого метода к присутствию цепочек в коллоидном растворе. Исследованы коллоидные растворы магнетита в декане в широком диапазоне постоянных полей и концентраций магнитной фазы. В концентрированных растворах признаков существования цепочек не обнаружено, но их присутствие в разбавленных растворах не вызывает сомнений.

3. С ростом концентрации роль цепочек быстро ослабевает и в концентрированных растворах их влияние на намагниченность системы становится пренебрежимо малым.

4. Доля агрегированных частиц имеет значения между 0,16 и 0,018 и для исследованного разбавленного образца №1 составляет несколько процентов.

5. Обнаруженные в данной работе цепочки имеют минимальную размерность: в среднем в цепочке содержится по 3,3 частицы. Для таких образований сам термин “цепочка” вряд ли можно считать подходящим. Вероятность присоединения частицы к концу длинной цепочки мала по сравнению с вероятностью присоединения к боковой поверхности. Поэтому в нулевом поле цепочка, нарастающая с боков, очень быстро превращается в многочастичный квазисферический кластер, играющий роль зародыша для будущего капельного агрегата. Капельные агрегаты обнаруживаются оптическими методами. Появление капельных агрегатов означает фазовый переход типа “газ – жидкость” и нарушает однородность коллоида на макроскопическом уровне. Наконец, экранировка крупных частиц мелкими является еще одним фактором, ограничивающим размер цепочки несколькими частицами.

6. Опыты на повышенных частотах позволили определить время релаксации, связанное с агрегатами ($\sim 0,1 - 1$ мс). Релаксационные процессы, связанные с микрочастицами, в опытах на звуковых частотах не проявляются.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ:

1. Pschenichnikov A.F., Fedorenko A.A., Pirozhkov B.I., Procopiu effect in concentrated polydisperse ferrocolloids// 9th Inter.Conference on magnetic fluids Abstracts. Bremen. Germany.2001.P.207-208.

2. Пшеничников А.Ф., Федоренко А.А., Пирожков Б.И. Квазиравновесное поведение концентрированных ферроколлоидов в скрещенных магнитных полях // Вестн. Перм. ун-та. 2002. Вып. 4. Физика. С.85-89.
3. Пшеничников А.Ф., Федоренко А.А., Пирожков Б.И. Применение скрещенных полей для анализа дисперсного состава магнитных жидкостей//В кн. 10-я международная Плесская конференция по магнитным жидкостям. Сборник научных трудов. Плс. 2002. С.81-86.
4. Пшеничников А.Ф., Федоренко А.А. Экспериментальное исследование цепочечных агрегатов в магнитных жидкостях//Конференция молодых учёных “Неравновесные процессы в сплошных средах”.Тез.докл.Пермь.2002.С.143-144.
5. Пшеничников А. Ф., Федоренко А. А. Исследование цепочечных агрегатов в магнитных жидкостях//Зимняя школа по механике сплошных сред. Тез. докл. Екатеринбург: УрО РАН, 2003. С. 301.
6. Пшеничников А. Ф. Федоренко А. А. О цепочечных агрегатах в магнитных жидкостях//Вестн. Перм. ун-та. 2003. Вып. 4. Физика. С.86-92.
7. Pshenichnikov A. F., Fedorenko A. A. Chain-like aggregates in magnetic fluids// Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2005. Vol. 292. P.332-344.
8. Пшеничников А. Ф., Федоренко А. А. Динамика МЖ в скрещенных магнитных полях//Вестн. Перм. ун-та. 2007. Вып.1(6).Физика. С.52-56.
9. Федоренко А. А., Сабитов Р. Р. Фазовые измерения при исследовании магнитных жидкостей в скрещенных полях//Вестн. Перм. ун-та. 2007. Вып. 1(6). Физика. С.62-67.
10. Пшеничников А. Ф. , Федоренко А. А. Исследование динамики магнитных жидкостей в скрещенных магнитных полях//Зимняя школа по механике сплошных сред (пятнадцатая). Сборник статей. В 3-х частях. Часть 3. Екатеринбург: УрО РАН, 2007. С. 138-141.

Федоренко Андрей Анатольевич

Подписано в печать 16.10.07. Формат 60×84 1/16.

Печать офсетная. Усл. печ. л. 0,93. Тираж 100 экз. Заказ 580.

614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15.

Типография Пермского университета.