

УДК 532.72, 537.84, 537.621
PACS 47.65.Cb, 47.85.Dh, 68.08.Fq

Динамическая восприимчивость магнитной жидкости: амплитудная зависимость на звуковых частотах

М. А. Косков^{a,b}, А. Ф. Пшеничников^{a,b}

^a Институт механики сплошных сред УрО РАН
614013, Пермь, ул. Ак. Королева, 1
email: pshenichnikov@icmm.ru

^b Пермский государственный национальный исследовательский университет
614990, Пермь, ул. Букирева, 15
email: koskovmisha.pmf@gmail.com

Экспериментально исследована диссипация энергии в магнитной жидкости, помещённой в переменное магнитное поле звуковой частоты. Цель работы – получение информации об амплитудной зависимости динамической восприимчивости и границах применимости простейшего (линейного) релаксационного уравнения для намагниченности. Использованы два независимых метода: прямое измерение динамической восприимчивости мостом взаимной индуктивности в слабом зондирующем поле и измерение тепловыделения в магнитной жидкости при повышенных амплитудах магнитного поля. В последнем случае применялась известная формула, связывающая мощность тепловыделения с мнимой частью динамической восприимчивости, непосредственно вытекающая из линейного релаксационного уравнения. Сопоставление результатов, полученных разными методами, показало систематическое расхождение между двумя сериями опытов, которое объясняется существованием в магнитной жидкости многочастичных кластеров (агрегатов) с некомпенсированными магнитными моментами. На частотах порядка 10^4 Гц броуновский механизм релаксации магнитных моментов заблокирован из-за больших размеров агрегатов ($\omega\tau_b \gg 1$). Кроме того, при малых амплитудах зондирующего поля неелевский механизм релаксации также заблокирован вследствие большой энергии межчастичных взаимодействий внутри агрегата и появления высоких потенциальных барьеров. Ситуация изменяется с ростом амплитуды поля, когда энергия взаимодействия агрегированных частиц с внешним полем становится сравнимой с высотой потенциального барьера. Агрегаты «включаются» в процесс перемагничивания, увеличивая динамическую восприимчивость и диссипацию энергии в магнитной жидкости.

Ключевые слова: магнитная жидкость; диссипация энергии; переменное магнитное поле; динамическая восприимчивость; магнитные измерения.

Поступила в редакцию 02.08.2018; принята к опубликованию 01.10.2018

Dynamic susceptibility of magnetic fluid: amplitude dependence at sound frequencies

M. A. Koskov^{a,b}, A. F. Pshenichnikov^{a,b}

^a Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm
email: koskovmisha.pmf@gmail.com

^b Institute of Continuous Media Mechanics of the UB RAS, Koroleva St, 1, 614013, Perm
email: pshenichnikov@icmm.ru

The energy dissipation in a magnetic fluid placed in AC magnetic field of the sound frequency is studied experimentally. The aim of the paper is to obtain information on the amplitude dependence of the dynamic susceptibility and the limits of applicability of the simplest (linear) relaxation equation for magnetization. Two independent methods are used: direct measurement of the dynamic susceptibility of the mutual inductance bridge in weak probing field and measurement of heat release in the magnetic fluid at elevated magnetic field amplitudes. In the latter case, a well-known formula was used that relates the heat release power to the imaginary part of the dynamic susceptibility, which directly follows from the linear relaxation equation. The comparison of the results obtained by different methods revealed a systematic discrepancy between two series of experiments, which is explained by the existence in the magnetic fluid of multiparticle clusters (aggregates) with uncompensated magnetic moments. At frequencies of the order of 10^4 Hz, the Brownian mechanism of relaxation of the magnetic moments is blocked because of the large dimensions of the aggregates ($\omega\tau_b \gg 1$). In addition, for small amplitudes of the magnetic field, the Neel relaxation mechanism is also blocked because of the high energy of interparticle interactions inside the aggregate and the appearance of high potential barriers. The situation changes with increasing field amplitude, when the energy of interaction of the aggregated particles with the external field becomes comparable with the height of the potential barrier. Aggregates are "included" in the process of magnetization reversal, increasing the dynamic susceptibility and the dissipation of energy in the magnetic fluid.

Keywords: magnetic fluid; energy dissipation; AC magnetic field; dynamic susceptibility; magnetic measurements

Received 02.08.2018; accepted 01.10.2018

doi: 10.17072/1994-3598-2018-4-12-18

1. Введение

Магнитные жидкости – коллоидные растворы ферромагнитных наночастиц в жидкости-носителе являются типичными представителями суперпарамагнитных систем [1–4]. Если жидкость находится в состоянии, близком к состоянию термодинамического равновесия, динамика намагниченности \mathbf{M} хорошо описывается линейным уравнением [1–3]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\frac{1}{\tau}(\mathbf{M} - \mathbf{M}_0),$$

где \mathbf{M}_0 – равновесная намагниченность, τ – характерное время релаксации. Так как в слабых полях равновесная намагниченность пропорциональна напряжённости магнитного поля ($\mathbf{M}_0 = \chi_0 \mathbf{H}$, χ_0 – начальная восприимчивость), а уравнение (1) линейное, то и динамическая намагниченность будет пропорциональна напряжённости магнитного поля. В самом распространённом случае переменного линейно поляризованного магнитного поля $H = H_0 e^{i\omega t}$ решение уравнения (1) имеет вид

$$\dot{M} = (\chi_1 - i\chi_2) H_0 e^{i\omega t},$$

где действительная и мнимая части динамической восприимчивости определяются формулами Дебая [1, 5]

$$\chi_1 = \frac{\chi_0}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad \chi_2 = \frac{\chi_0 \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (2)$$

Действительная χ_1 часть восприимчивости определяет компоненту намагниченности, синфазную с напряжённостью поля, а мнимая часть χ_2 отвечает за диссипацию магнитной энергии, происходящей из-за чередующихся процессов перемагничивания жидкости. Соответствующая компонента намагниченности отстаёт по фазе на 90° от напряжённости поля. Согласно [3, 5] мощность, рассеиваемая в произвольном объёме V магнитной жидкости, находящейся в слабом переменном магнитном поле, определяется по формуле (1)

$$Q = \mu_0 \omega \chi_2 V \frac{H_0^2}{2}, \quad (3)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная, ω и H_0 – циклическая частота и амплитуда переменного магнитного поля, соответственно.

Характерной особенностью реальных магнитных жидкостей является широкий спектр времён релаксации, связанный с полидисперсностью одноподоменных частиц, существованием кластеров и двух независимых механизмов релаксации магнитного момента частицы: броуновского и неелевского [1, 6–8]. По этой причине формулы (2), соответствующие системе с одним временем релаксации, трансформируются в ряды по функции Дебая. Интересующая нас низкочастотная часть спектра динамической восприимчивости хорошо описывается рядами с относительно небольшим ($N = 4 \dots 7$) числом слагаемых, каждое из которых соответствует отдельной фракции частиц

(или кластеров) с фиксированным временем τ_i релаксации магнитного момента [6, 7]

$$\begin{aligned}\chi_1(\omega) &= A_0 + \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2}, \\ \chi_2(\omega) &= \sum_{i=1}^N \frac{A_i \omega \tau_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2}.\end{aligned}\quad (4)$$

Спектральные амплитуды A_i обозначают вклад i -й «броуновской» фракции в равновесную восприимчивость, а первое слагаемое в (4) описывает частотно независимый (на частотах до 10^5 Гц) вклад самых мелких частиц с неелевским механизмом релаксации. Сумма всех спектральных амплитуд есть, очевидно, не что иное, как равновесная начальная восприимчивость. Если фракция представлена отдельными частицами, спектральные амплитуды можно описать известным выражением для начальной восприимчивости магнитной жидкости в рамках модифицированной модели эффективного поля [9]

$$A_i \approx \frac{\mu_0 \langle m_i^2 \rangle n_i}{3kT} \left(1 + \frac{\chi_L}{3} \right), \quad \chi_L = \frac{\mu_0 \langle m^2 \rangle n}{3kT}. \quad (5)$$

где n и n_i – числовые плотности частиц для системы в целом и для выделенной фракции, соответственно, m – магнитный момент частицы. Угловые скобки означают усреднение по ансамблю. Согласно (5) спектральная амплитуда пропорциональна среднему квадрату магнитного момента, т.е. шестой степени диаметра магнитного ядра частиц, присутствующих во фракции. Появление кластеров в магнитной жидкости не приводит к качественному изменению ситуации: основной вклад в равновесную восприимчивость вносят крупнодисперсные фракции.

В пределе низких частот квазиравновесная восприимчивость не зависит от амплитуды поля, если параметр Ланжевена, соответствующий самым крупным частицам, достаточно мал. Если считать допустимой погрешность порядка одного процента, то соответствующее условие имеет вид

$$\xi = \frac{\mu_0 m H_0}{kT} \leq 0.3.$$

Для типичных магнетитовых коллоидов это условие выполняется при амплитуде поля до 400–500 А/м [10] и является, по сути, условием выполнимости формул (5) для спектральных восприимчивостей A_i . В динамическом режиме ($\omega \tau_i \sim 1$) ключевую роль играют времена релаксации и их зависимость от напряжённости поля и межчастичных взаимодействий, включая образование агрегатов. Хотя в последнее время появился ряд работ по влиянию межчастичных взаимодействий на динамику намагничивания, проблема ещё далека от решения [11]. Цель данной работы – экспериментальная оценка диапазона зондирующих полей, при которых динамическая восприим-

чивость может считаться постоянной величиной, не зависящей от амплитуды поля, и формулы (4) могут быть использованы для расчёта диссипации энергии в магнитной жидкости. В прикладном плане работа может быть интересна в связи с продолжающимися попытками использовать магнитные наночастицы для гипертермии опухолей [12–14]. В частности, в [12] выделены проблемы, связанные с продолжительностью лечебной процедуры и контролем температуры опухоли. Решение обеих проблем требует подбора частоты и амплитуды переменного магнитного поля и корректной оценки мощности тепловыделения.

2. Детали эксперимента

Для создания однородного магнитного поля использовался длинный соленоид длиной $L = 374$ мм и диаметром $D = 33$ мм ($L \gg D$). Соленоид наматывался эмалированным проводом ПЭВ диаметром 0.31 мм на трубу из поливинилхлорида. Количество витков $N = 1080$. В средней части соленоида, на его оси, размещалась пробирка для магнитной жидкости. Длина пробирки 107 мм, внутренний диаметр 8 мм. На концах пробирки укреплялись пластиковые шайбы, совпадающие по диаметру с внутренним диаметром трубы. Таким образом исключался сдвиг пробирки внутри соленоида в процессе измерений. Для измерения силы тока в соленоиде последовательно с ним включался безындуктивный резистор $R_1 = 1.05$ Ом, средневыпрямленное напряжение на котором измерялось вольтметром Ф5053 (класс точности 0.5). Соленоид подключался к усилителю звуковой частоты 100У–101, на который подавался синусоидальный сигнал от низкочастотного генератора ГЗ–112/1.

Магнитное поле на оси соленоида нетрудно вычислить, разбив соленоид на тонкие кольца и воспользовавшись принципом суперпозиции (например, [15]):

$$H = \frac{IN}{L} \left(\frac{Z_1}{\sqrt{4Z_1^2 + D^2}} + \frac{L - Z_1}{\sqrt{4(L - Z_1)^2 + D^2}} \right), \quad (7)$$

где N – число витков соленоида, I – сила тока в витках, z – расстояние от плоскости кольца до произвольной точки Z_1 на оси соленоида, в которой оценивается напряжённость поля (рис. 1). В средней части длинного соленоида формула (7) предсказывает существование области с однородным полем $H = IN/L$. В частности, при указанной выше геометрии соленоида напряжённость поля в объёме пробирки вполне корректно описывалась формулой $H = \alpha I$, $\alpha = (2.88 \pm 0.02) \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$, а неоднородность поля не превышала 1 %.

Температурные измерения проводились при помощи медь-константановой термопары, горячий спай которой приклеивался к стенке пробирки, а холодный – к внутренней стенке соленоида. ЭДС

термопары измерялась вольтметром GDM-8246 (класс точности 0.5).

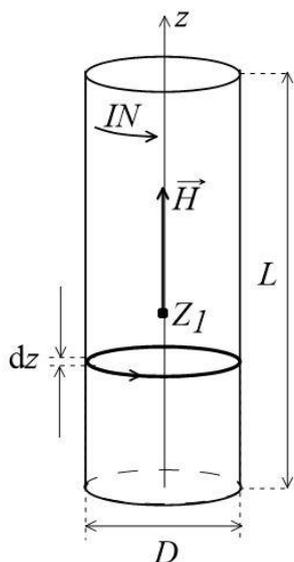


Рис. 1. Схема соленоида и ось координат

В эксперименте использовалась стандартная магнитная жидкость на основе керосина и магнетита, стабилизированная олеиновой кислотой. Плотность жидкости измерялась пикнометром при комнатной температуре и составила $\rho = 1.30 \text{ г/см}^3$. Объёмная доля твёрдой фазы была равна $\phi = 0.12$ и оценивалась по формуле $\phi = (\rho - \rho_b)/(\rho_m - \rho_b)$ [8], где $\rho_b = 0.78 \text{ г/см}^3$ – плотность керосина при комнатной температуре, $\rho_m = 5.2 \text{ г/см}^3$ – плотность магнетита. Вязкость жидкости $\eta = 2 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$ оценивалась по формуле Чоу [16]

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \exp\left(\frac{2.5\phi}{1-\phi}\right) + \frac{A\phi^2}{1-AP\phi^2},$$

где $A = 4.67$, $P = 0.605$ – коэффициент упаковки частиц, при котором жидкость теряет текучесть, $\eta_0 = 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$ – вязкость керосина при комнатной температуре. Диапазон рабочих частот определялся из условия $\omega\tau_B \sim 1$, где

$$\tau_B = \frac{\pi\eta d^3}{2kT}$$

броуновское время релаксации магнитных моментов, соответствующее преобладающей в растворе фракции коллоидных частиц с гидродинамическим диаметром $d = 15 \text{ нм}$ [6]. Оценка броуновского времени релаксации даёт $\tau_B \sim 10^{-5} \text{ с}$ по порядку величины, которому соответствует частота зондирующего поля $\nu = 10\text{--}16 \text{ кГц}$. Для этого диапазона частот динамические эффекты должны быть выражены наиболее заметно.

Наиболее ответственной частью измерений было нахождение тепловой мощности Q , диссипируемой в магнитной жидкости. Она определялась по радиальному перепаду температур в зазоре

между стенкой пробирки и стенкой соленоида. Зависимость $\varepsilon(Q)$ между ЭДС термопары и мощностью Q устанавливалась в градуировочных опытах. С этой целью был изготовлен миниатюрный электронагреватель, размеры которого позволяли разместить его в пробирке. Сопротивление нагревателя составило $R_2 = 8.13 \cdot 10^3 \text{ Ом}$. Источником питания служил ЛАТР, эффективное напряжение U_2 на выходных клеммах которого измерялось вольтметром GDM-8246 (рис. 2). После установки нагревателя в пробирку оставшийся объём заполнялся глицерином. Мощность нагревателя изменялась ступенчато, а стационарный температурный режим достигался через несколько десятков минут после её изменения. Для максимального приближения условий градуировки к условиям проведения опытов с магнитной жидкостью через обмотку соленоида пропускался переменный ток той же силы, что и в реальных опытах. Примеры градуировочных кривых для двух значений тока в соленоиде приведены на рис. 3. Как и следовало ожидать, градуировочные кривые хорошо аппроксимируются линейной зависимостью. Появление конечной ЭДС при нулевой мощности нагрева интерпретируется нами как результат электромагнитных наводок, создаваемых соленоидом в цепи термопары. При обработке экспериментальных результатов влияние наводок учитывалось в виде поправок к термо-ЭДС.

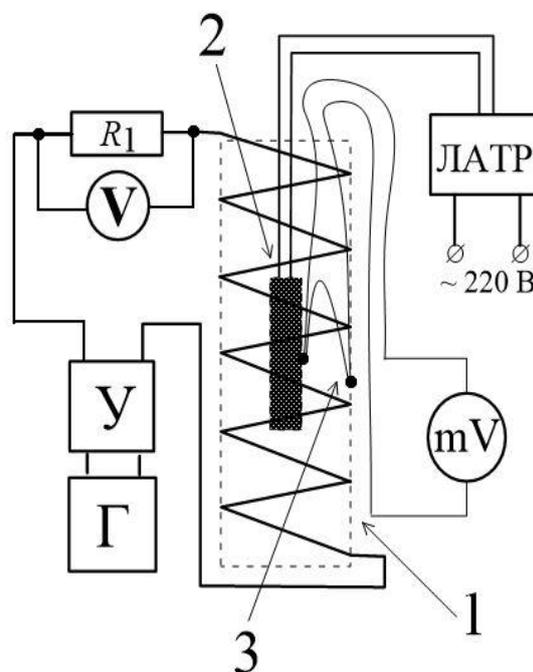


Рис. 2. Схема экспериментальной установки в градуировочном варианте: 1 – соленоид, 2 – пробирка с нагревателем, 3 – термопара, Г – низкочастотный генератор ГЗ-112/1, У – усилитель 100У-101, V – вольтметр Ф5053, R1 – безындуктивный резистор, mV – милливольтметр GDM-8246

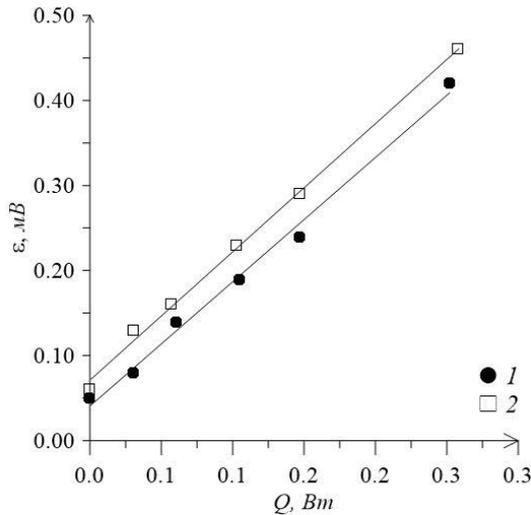


Рис. 3. ЭДС термопары в зависимости от мощности электрического нагревателя для двух значений силы тока в соленоиде (1 – 0,20 А, 2 – 0,29 А). Точки соответствуют экспериментальным данным, сплошные линии – линейной аппроксимации

Ещё одна систематическая ошибка при вычислении мнимой части χ_2 восприимчивости была связана с её температурной зависимостью и вариацией средней температуры при изменении частоты и амплитуды поля. Для контроля температуры магнитной жидкости использовалась дополнительная термопара, горячий спай которой находился в жидкости, а холодный – в сосуде с тающим льдом. Температурный коэффициент χ_2 определялся из результатов измерений мостом взаимной индуктивности в пределе малых амплитуд [10]. Зависимость $\chi_2(t)$ аппроксимировалась линейной функцией $\chi_2(t) = mt + c$. Результаты аппроксимации приведены в таблице.

Коэффициенты линейной аппроксимации $\chi_2(t)$ при различных частотах зондирующего поля

ν , кГц	$m \cdot 10^{-2}$, К ⁻¹	c
10	-0.39 ± 0.07	0.90 ± 0.03
12	-0.49 ± 0.08	0.91 ± 0.03
14	-0.5 ± 0.1	0.86 ± 0.05
16	-0.29 ± 0.03	0.77 ± 0.02

3. Результаты измерений

Результаты расчёта мнимой части динамической восприимчивости по формуле (3) при повышенных амплитудах магнитного поля (до 1,5 кА/м) сравнивались с результатами измерений мостом взаимной индуктивности при малых амплитудах (до 300 А/м) с внесением температурных поправок согласно таблице. Результаты такого

сравнения приведены на рис. 4 для частоты зондирующего поля 12 кГц. Эти результаты выглядят очень необычными, так как увеличение амплитуды поля должно было бы привести к уменьшению восприимчивости из-за уменьшения спектральных амплитуд. Этого не произошло. Более того, наблюдается даже небольшое (4–8 %) увеличение мнимой части восприимчивости.

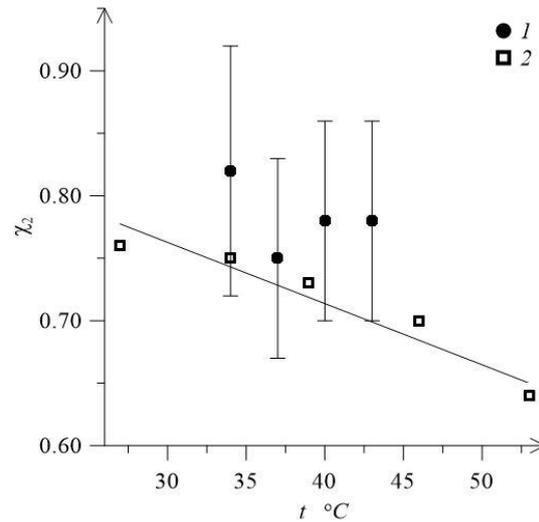


Рис. 4. Мнимая часть динамической восприимчивости в зависимости от температуры на частоте 12 кГц: 1 – расчёт по формуле (3), 2 – измерение мостом взаимной индуктивности. Сплошной линией показана линейная аппроксимация результатов, полученных с использованием моста взаимной индуктивности

По нашему мнению, такое поведение динамической восприимчивости связано с двумя обстоятельствами: присутствием в магнитной жидкости наноразмерных агрегатов с броуновским механизмом релаксации магнитных моментов и выбранным диапазоном частот. На частотах порядка 10^4 Гц броуновский механизм релаксации агрегатов заблокирован из-за их больших размеров ($\omega\tau_b \gg 1$). Кроме того, при малых амплитудах зондирующего поля заблокирован и неелевский механизм релаксации намагниченности из-за большой энергии межчастичных взаимодействий внутри агрегата. Магнитные моменты отдельных частиц в агрегате не способны преодолеть существующие потенциальные барьеры, и агрегат «не участвует» в процессах перемагничивания. Ситуация изменяется с ростом амплитуды поля, когда энергия взаимодействия агрегированных частиц с внешним полем становится сравнимой с высотой потенциального барьера. Агрегаты «включаются» в процесс перемагничивания, увеличивая динамическую восприимчивость и диссипацию энергии в магнитной жидкости. В квазистатическом режиме ($\omega\tau_b \ll 1$) перемагничивание происходит за счёт броуновского вращения агрегатов и существова-

ние потенциальных барьеров внутри агрегата не влияет на динамику процесса.

Частотная зависимость мнимой части восприимчивости приведена на рис. 5. Уменьшение χ_2 с ростом частоты означает, что максимум мнимой части восприимчивости соответствует более низкому, чем мы ожидали, частотам. Этот вывод является вполне естественным, так как существование агрегатов, сдвигающих спектр восприимчивости в низкочастотную область, не было учтено при выборе диапазона частот зондирующего поля.

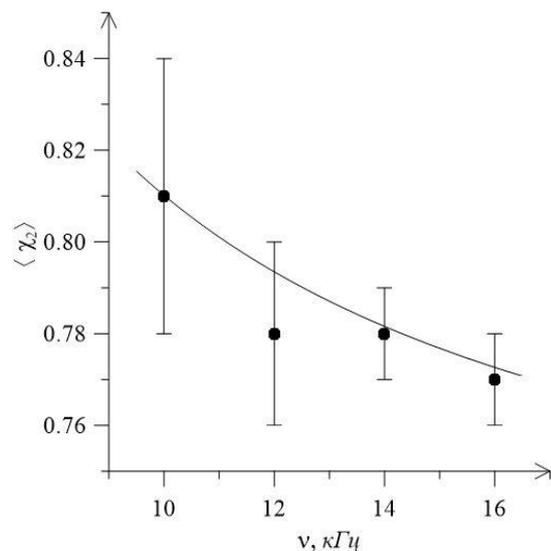


Рис. 5. Мнимая часть динамической восприимчивости в зависимости от частоты зондирующего поля. Расчёт по мощности тепловыделения. Точки соответствуют эксперименту, сплошная кривая — аппроксимация гиперболой

Заключение

Полученные нами результаты позволяют предположить, что динамические эффекты, связанные с разблокировкой неелевского механизма релаксации магнитных моментов внутри агрегатов, почти полностью компенсируют уменьшение спектральных амплитуд в уравнениях (4) с напряжённостью зондирующего поля. Вклады отдельных слагаемых в правой части (4) существенно зависят от амплитуды поля (при фиксированной частоте), но их сумма меняется слабо. Как следствие, амплитудная зависимость динамической восприимчивости на звуковых частотах оказывается очень слабой, а область магнитных полей, при которых справедливо уравнение (3), на звуковых частотах может быть расширена, по крайней мере, до 1.5 кА/м.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-01-00517).

Список литературы

1. Шлюмис М. И. Магнитные жидкости // Успехи физических наук. 1974. Т. 112, вып. 3. С. 427–458.
2. Блум Э. Я., Майоров М. М., Цеберс А. О. Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1989. 386 с.
3. Стародубцев Ю. Н. Магнитомягкие материалы. Энциклопедический словарь-справочник. М.: Техносфера, 2011. 664 с.
4. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика: пер. с англ. М.: Мир, 1989. 356 с.
5. Rosensweig R. E. Heating magnetic fluid with alternating magnetic field // Journal of magnetism and magnetic materials. 2002. Vol. 252. P. 370–374.
6. Лахтина Е. В., Пиеничников А. Ф. Дисперсия магнитной восприимчивости и микроструктура магнитной жидкости. // Коллоидный журнал. 2006. Т. 68, вып. 3. С. 1–11.
7. Пиеничников А. Ф., Лебедев А. В., Радионов А. В., Ефремов Д. В. Магнитная жидкость для работы в сильных градиентных полях // Коллоидный журнал. 2015. Т. 77, вып. 2. С. 207–213.
8. Пиеничников А. Ф., Лебедев А. В. Магнитная восприимчивость концентрированных ферроколлоидов. // Коллоидный журнал. 2005. Т. 67. Вып. 2. С. 1–13.
9. Ivanov A. O., Kuznetsova O. B. Magnetic properties of dense ferrofluids: an influence of interparticle correlations // Physical Review E. 2001. Vol. 64, N. 4. P. 401–405.
10. Пиеничников А. Ф. Мост взаимной индуктивности для анализа магнитных жидкостей // Приборы и техника эксперимента. 2007. № 4. С. 88–93.
11. Ivanov A. O., Kantorovich S. S., Zverev V. S., et al. Temperature-dependent dynamic correlations in suspensions of magnetic nanoparticles in a broad range of concentrations: combined experimental and theoretical study // Physical Chemistry Chemical Physics. 2016. Vol. 18. P. 18342 – 18352.
12. Бруснецов Н. А., Шевелев А. А., Бруснецова Т. Н. и др. Магнито-жидкостная регионарная индукционная гипертермия саркомы // Химико-фармацевтический журнал. 2002. Т. 36, вып. 3. С. 8–10.
13. Михайлов Г. А., Васильева О. С. Технология будущего: использование магнитных частиц в онкологии // Бюллетень СО РАМН. 2008. Т. 131, вып. 3. С. 18–22.
14. Першина А. Г., Сазонов А. Э., Мильто И. В. Использование магнитных наночастиц в биомедицине // Бюллетень сибирской медицины. 2008, вып. 2. С. 70–77.
15. Яворский Б. М., Детлаф А. А., Лебедев А. К. Справочник по физике для инженеров и студентов вузов. М.: Мир и Образование, 2006. 1056 с.

16. Chow T. S. Viscoelasticity of concentrated dispersions // *Physical review E*. 1994. Vol. 50. P. 1274.

References

1. Shliomis M. I. Magnetic fluids. *Soviet Physics Uspekhi*, 1974., vol. 17, pp. 153–169.
2. Blums E. Ya., Maiorov M. M., Cebers A. O. *Magnetic fluids*. Walter de Gruyter, Berlin, 1997.
3. Starodubtsev Yu. N. *Magneto soft materials*. Encyclopedic dictionary-reference. Moscow: Technosphere, 2011. 664 p.
4. Rosensweig R. E. *Ferrohydrodynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1985.
5. Rosensweig R. E. Heating magnetic fluid with alternating magnetic field. *Journal of magnetism and magnetic materials*. 2002. vol. 252, pp. 370–374.
6. Lakhtina E. V., Pshenichnikov A. F. Dispersion of magnetic susceptibility and the microstructure of magnetic fluid. *Colloid Journal*. 2006. vol. 68, no. 3, pp. 294–303.
7. Pshenichnikov A. F., Lebedev A. V., Radionov A. V., Efremov D. V. A magnetic fluid for operation in strong gradient fields. *Colloid Journal*, 2015, vol. 77, no. 2, pp. 196–201.
8. Pshenichnikov A. F., Lebedev A. V. Magnetic susceptibility of concentrated ferrocolloids. *Colloid Journal*, 2005, vol. 67, no. 2, pp. 189–200.
9. Ivanov A. O., Kuznetsova O. B. Magnetic properties of dense ferrofluids: an influence of interparticle correlations. *Physical Review E*, 2001, vol. 64, no. 4, pp. 401–405.
10. Pshenichnikov A. F. A mutual-inductance bridge for analysis of magnetic fluids. *Instruments and Experimental Techniques*, 2007, vol. 50, no. 4, pp. 509–514.
11. Ivanov A. O., Kantorovich S. S., Zverev V. S., et al. Temperature-dependent dynamic correlations in suspensions of magnetic nanoparticles in a broad range of concentrations: combined experimental and theoretical study. *Physical Chemistry Chemical Physics*. 2016, vol. 18, pp. 18342–18352.
12. Brusnetsov N. A., Shevelev A. A., Brusnetsova T. N., et al. Magneto-liquid regional induction hyperthermia of sarcoma. *Chemical-pharmaceutical magazine*. 2002. vol. 36. Issue. 3 pp. 8–10 (In Russian).
13. Mikhailov G. A., Vasilieva O. S. Technology of the future: the use of magnetic particles in oncology. *Bulletin of the RAMS*. 2008, vol. 131. no. 3, pp. 18–22 (In Russian).
14. Pershina A. G., Sazonov A. E., Milto I. V. The use of magnetic nanoparticles in biomedicine. *Bulletin of Siberian Medicine*, 2008, no. 2, pp. 70–77 (In Russian).
15. Yavorsky B. M., Detlaf A. A., Lebedev A. K. *Handbook on physics for engineers and university students*. Moscow: Mir and Education Publishers, 2006. 1056 p. (In Russian).
16. Chow T. S. Viscoelasticity of concentrated dispersions. *Physical Review E*, 1994, vol. 50, p. 1274.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Косков М. А., Пшеничников А. Ф. Динамическая восприимчивость магнитной жидкости: амплитудная зависимость на звуковых частотах // Вестник Пермского университета. Физика, 2018. № 4 (43). С. 12–18. doi: 10.17072/1994-3598-2018-4-12-18

Please cite this article in English as:

Koskov M. A., Pshenichnikov A. F. Dynamic susceptibility of magnetic fluid: amplitude dependence at sound frequencies. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2018, no. 4 (43), pp. 12–18. doi: 10.17072/1994-3598-2018-4-12-18