

УДК 537.63  
PACS 75.50.Mm, 75.78.-n

## Нарушение закона броуновской релаксации для частиц феррита кобальта в воде

**А. В. Лебедев**

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь  
lav@icmm.ru

В диапазоне температур 0–90°C измерена динамическая восприимчивость у трех образцов магнитной жидкости на основе частиц феррита кобальта, стабилизированных в воде двойным слоем ПАВ. Первый слой стабилизатора был образован из молекул лауриновой кислоты. Второй слой состоял из смеси лауриновой кислоты и додецилсульфата натрия. Образцы жидкости имели небольшую (около 10%) объемную долю частиц с целью уменьшить влияние межчастичных взаимодействий и исключить неньютоновость реологических свойств. Основным параметром, по которому различались образцы, была вязкость. Последняя изменялась путем добавления небольшого количества поливинилового спирта. У всех образцов в исследованном диапазоне температур частотная зависимость динамической восприимчивости имела квазидебаевский вид с выраженным максимумом для мнимой части. Величина времени релаксации намагниченности определялась по частоте максимума на мнимой части динамической восприимчивости. В результате были получены зависимости времени релаксации намагниченности от температуры. Для анализа полученных результатов были выполнены измерения вязкости образцов. Все образцы проявляли свойства ньютоновских жидкостей – величина динамической вязкости не зависела от сдвиговой скорости. Сопоставление полученных результатов по динамической восприимчивости и вязкости было произведено путем построения графиков времени релаксации как функции отношения динамической вязкости к абсолютной температуре. Полученные зависимости не укладываются на одну универсальную прямую, как это должно быть в соответствии с теорией. Реальный график выглядит как семейство трех различных кривых, расходящихся с ростом вязкости. С целью оценки влияния неелевской релаксации на результирующую восприимчивость было выполнено измерение динамической восприимчивости у замороженного образца магнитной жидкости. Полученная величина восприимчивости составила около 3% от начальной восприимчивости жидкого образца. Таким образом, несмотря на незначительный вклад неелевского механизма релаксации намагниченности в динамическую восприимчивость, объяснить полученные результаты измерений только на основе одного броуновского механизма релаксации невозможно.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость; феррит кобальта; броуновская релаксация

*Поступила в редакцию 15.10.2023; после рецензии 30.10.2023; принята к опубликованию 31.10.2023*

## Violation of the Brownian relaxation law for cobalt ferrite particles in water

**A. V. Lebedev**

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russia  
lav@icmm.ru

In the temperature range 0–90°C, the dynamic susceptibility of three samples of a magnetic fluid based on cobalt ferrite particles stabilized in water with a double layer of a surfactant was measured. The first layer of the stabilizer was formed of auric acid molecules. The second layer consist-

ed of a mixture of lauric acid and sodium dodecyl sulfate. The liquid samples had a small (about 10%) volume fraction of particles in order to reduce the influence of interparticle interactions and eliminate non-Newtonian rheological properties. The main parameter in which the samples differed was viscosity. It was changed by adding a small amount of polyvinyl alcohol. For all samples, in the studied temperature range the frequency dependence of the dynamic susceptibility had a quasi-Debye form with a pronounced maximum for the imaginary part. The value of the magnetization relaxation time was determined from the frequency of the maximum on the imaginary part of the dynamic susceptibility. As a result, the dependences of the magnetization relaxation time on temperature were obtained. To analyze the results obtained, viscosities of the samples were measured. All samples exhibited the properties of Newtonian fluids – the value of dynamic viscosity did not depend on the shear rate. The obtained results on the dynamic susceptibility and viscosity were compared by plotting relaxation times as a function of the ratio of dynamic viscosity to absolute temperature. The resulting dependences do not fit on one universal straight line, as it is supposed to be according to the theory. The actual graph looks like a family of three different curves that diverge as viscosity increases. In order to assess the influence of Néel relaxation on the resulting susceptibility, the dynamic susceptibility of a frozen sample of the magnetic fluid was measured. The resulting susceptibility value was about 3% of the initial susceptibility of the liquid sample. Thus, despite the insignificant contribution of the Néel mechanism of magnetization relaxation to the dynamic susceptibility, it is impossible to explain the obtained measurement results on the basis of the Brownian relaxation mechanism alone.

**Keywords:** ferrofluid; cobalt ferrite; Brownian relaxation

*Received 15 October 2023; revised 30 October 2023; accepted 31 October 2023*

doi: 10.17072/1994-3598-2023-4-55-61

## 1. Введение

В 60-х гг. прошлого века для узкой прикладной задачи удержания жидкостей в невесомости были синтезированы коллоидные растворы мелкодисперсных магнетиков, получившие в дальнейшем название магнитные жидкости [1]. Накопленные в результате исследований нового объекта теоретические и экспериментальные результаты со временем оформились в новый раздел физики под названием феррогидродинамика [2]. Как это следует из названия, феррогидродинамика рассматривает движение жидких магнитных сред. В данном случае магнитные свойства обеспечиваются магнитными моментами дисперсных частиц, флуктуирующих под действием магнитных и гидродинамических полей.

Очевидно, что магнитные моменты частиц могут переориентироваться (релаксировать) двумя путями: либо независимо от частиц, либо (в случае большой энергии анизотропии) вместе с телом частицы. В зависимости от материала частиц реализуется тот или иной механизм релаксации намагниченности – неелевский или броуновский. Преобладание того или иного механизма существенно влияет на магнитные свойства жидкости, в частности, на ее динамическую восприимчивость.

В работе [3] было исследовано влияние подмагничивающего поля на динамическую восприимчивость магнитной жидкости. Было обнаружено принципиально разное асимптотическое поведение динамической восприимчивости с ростом поля для

обычной магнетитовой жидкости и для жидкости с магнитотвердыми частицами феррита кобальта. В работе [4] исследования жидкости на основе феррита кобальта были продолжены. Была измерена динамическая восприимчивость у серии образцов различной вязкости при комнатной температуре. Оказалось, что смещение максимума на мнимой части восприимчивости не совпадает с ростом вязкости жидкости, а значительно опережает его.

Предлагаемая статья является продолжением исследований релаксационных процессов в магнитных жидкостях с магнитотвердыми частицами. В ней рассматривается влияние температуры на динамическую восприимчивость магнитной жидкости на основе частиц феррита кобальта.

## 2. Предмет исследования

### 2.1. Синтез частиц феррита кобальта и жидкости на их основе

В экспериментах использовались образцы магнитной жидкости, имеющие тот же дисперсный состав, что и в работах [3, 4]. Техника приготовления магнитной жидкости на основе частиц феррита кобальта была ранее подробно изложена в работах [4, 5]. Основная идея состоит в том, что известная реакция химического соосаждения [6] проводится с двухвалентными солями металлов Co и Fe в присутствии окислителя [7]. После кипячения выпавшего осадка в присутствии щелочи образуются частицы феррита кобальта, способные образовывать коллоидный раствор.

Синтезированные таким способом частицы удалось диспергировать в воде, покрыв их двойным слоем сарфактанта. Для первого слоя использовалась лауриновая кислота. Она вводится после кипячения осадка в количестве 0.35 моля на моль феррита. Реакция присоединения кислоты к частицам протекает быстрее при добавке некоторого количества аммиака. В результате на дне собирается густая черная масса. Второй слой ПАВа формируется из смеси лауриновой кислоты и додецилсульфата натрия в равных долях. При добавлении смеси в раствор черный осадок быстро переходит в коллоидный раствор, образуя магнитную жидкость. Избыток лауриновой кислоты, необходимый для полного покрытия частиц, остается в виде тонких пластинок и удаляется фильтрованием.

Дисперсный состав синтезированной жидкости был определен из анализа ее кривой намагничивания. Основными величинами, которые необходимо знать для анализа, являются начальная восприимчивость магнитной жидкости, намагниченность насыщения и наклон асимптотики намагниченности в обратных полях. Более подробно процедура описана в работах [4, 5, 8]. Согласно описанной процедуре были определены основные параметры частиц: средний магнитный момент  $\langle m \rangle = 1.58 \cdot 10^{-19}$  Ам<sup>2</sup>, средний квадрат магнитного момента  $\langle m^2 \rangle = 1.19 \cdot 10^{-37}$  А<sup>2</sup>м<sup>4</sup> и числовая концентрация частиц  $n = 1.32 \cdot 10^{23}$  м<sup>-3</sup>.

На сегодняшний день общепринятым является описание распределения частиц по размерам с помощью непрерывной функции. Впервые эта идея применительно к магнитным жидкостям была предложена в работе [9]. В качестве аппроксимирующей функции предлагалось использовать логнормальное распределение – двухпараметрическую функцию с выраженным максимумом. Большим преимуществом использования непрерывной аналитической функции распределения является возможность аналитического вычисления различных параметров жидкости, определяемых размерами частиц, например, объемной доли твердой фазы с учетом немагнитного слоя на поверхности частиц или объемной доли частиц с учетом оболочек ПАВ. При этих вычислениях используются высшие моменты функции распределения. Для логнормального распределения характерна степенная сходимость моментов высшего порядка.

В работе [10] было предложено вместо логнормального использовать  $\Gamma$ -распределение, имеющее экспоненциально затухающие моменты высших порядков:

$$f(x) = \frac{x^\alpha \exp(-x/x_0)}{x_0^{\alpha+1} \Gamma(\alpha+1)}. \quad (2.1)$$

Здесь  $x_0$  и  $\alpha$  – параметры распределения. Для синтезированной жидкости значения параметров составили  $x_0 = 2.01$  нм,  $\alpha = 2.51$ . Основываясь те-

перь на полученных значениях параметров, можно рассчитать объемную долю частиц в жидкости по отношению к магнитной фазе частиц [11]:

$$\phi / \phi_m = 1 + \frac{6(\delta+l)}{x_0(\alpha+2)} + \frac{4(\delta+l)^2}{x_0^2(\alpha+2)(\alpha+3)} \left( 3 + \frac{2(\delta+l)}{x_0(\alpha+1)} \right). \quad (2.2)$$

Для исходного образца жидкости это отношение составило  $\phi/\phi_m = 5.41$ . Здесь учтены толщина немагнитного слоя на поверхности частиц  $\delta = 0.8$  нм и толщина двойного слоя ПАВ  $l = 3$  нм. Предполагается, что толщина слоя ПАВ равна удвоенной длине молекулы лауриновой кислоты (1.5 нм). Тогда объемная доля частиц с учетом оболочек составляет 0.266.

## 2.2. Образцы жидкостей для экспериментов

Для экспериментов из исходной синтезированной жидкости было приготовлено три различных образца меньшей концентрации. Уменьшение концентрации образцов было сделано с целью минимизировать влияние межчастичных взаимодействий и проявление неньютоновских свойств жидкостей. Образец №1 получен простым разбавлением исходной жидкости. Образец №2 получен путем добавления в образец №1 небольшого количества поливинилового спирта ПВС (около 1.5 %). Это было сделано с целью расширить диапазон исследуемых вязкостей жидкости. Количество ПВС подбиралось таким образом, чтобы вязкость загущенного им образца при высоких температурах была близка к вязкости образца №1 при комнатной температуре. Образец №3 был получен разведением образца №2 водой примерно в два раза. В таблице представлены основные параметры исследованных образцов жидкостей: начальная статическая восприимчивость образца  $\chi_0$ , объемная доля частиц с оболочками ПАВ  $\phi$  и динамическая вязкость  $\eta$  при комнатной температуре.

Параметры образцов магнитной жидкости

№ образца	$\chi_0$	$\phi$	$\eta$ , сПз
1	0.985	0.127	3.55
2	1.07	0.135	14.9
3	0.656	0.090	5.28

Вязкость и начальная восприимчивость образцов измерялись экспериментально. Объемная доля частиц рассчитывалась из условия пропорциональности между восприимчивостью Ланжевена и концентрацией частиц. Для нахождения ланжевенской восприимчивости (восприимчивости жидкости в отсутствие межчастичных взаимодействий) использовалась модель эффективного поля [10, 12].

### 2.3. Измерительная аппаратура

Для измерения динамической восприимчивости использовался мост взаимной индуктивности [13]. Для повышения точности и надежности измерений для регистрации выходных сигналов моста применялся синхронный усилитель ElockIn 203 Anafates. Данный усилитель имеет два входных канала и позволяет одновременно регистрировать выходной и опорный сигналы, что существенно повышает точность измерений. Также усилитель имеет USB интерфейс для связи с компьютером, который обрабатывает и накапливает результаты измерений. Итоговая погрешность измерения модуля динамической восприимчивости может быть оценена около  $10^{-3}$  по абсолютной величине. Погрешность измерения фазы не превышает  $0.1^\circ$ .

Измерительная ячейка моста взаимной индукции термостатировалась с помощью струйного термостата КРИО-ВТ-12-1. Температура образца жидкости в измерительной пробирке моста контролировалась с помощью медь-константановой термопары. Сигнал с термопары измерялся прибором ТЕРМОДАТ. Погрешность определения температуры не превышала  $0.2\text{--}0.3^\circ\text{C}$ .

Измерение вязкости образцов было выполнено с помощью ротационного вискозиметра Brookfield DV-II+Pro. Использовалась измерительная система коаксиальных цилиндров. Термостатирование измерительной системы осуществлялось с помощью термостата КРИО-ВТ-12-1.

### 3. Результаты измерений и их обсуждение

Измеренные дисперсионные кривые динамической восприимчивости для всех образцов имели квазидебавеский вид. Действительная часть восприимчивости убывает пороговым образом, а мнимая часть восприимчивости имеет выраженный максимум, совпадающий с точкой перегиба на действительной части. В качестве примера на рис. 1 представлены результаты измерений восприимчивости образца №1 при температуре  $3.5^\circ\text{C}$ .

Наблюдаемый квазидебавеский вид дисперсионных кривых восприимчивости был вполне ожидаем, поскольку энергия кристаллической анизотропии для частиц феррита кобальта существенно больше тепловой. Оценка их отношения для наиболее вероятного диаметра частиц  $d_{\max} = \alpha x_0$  дает величину около 5 [14].

Таким образом, намагниченность большинства частиц должна релаксировать путем поворота вместе с телом частицы или, другими словами, должен реализовываться броуновский механизм релаксации.

С целью убедиться в подавляющей роли броуновского механизма релаксации были выполнены измерения динамической восприимчивости замо-

роженного образца №1. Результаты измерений представлены на рис. 2.

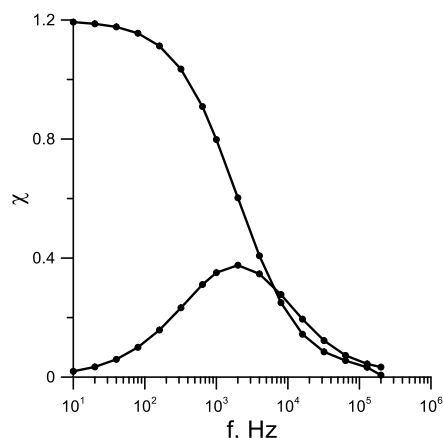


Рис. 1. Динамическая восприимчивость образца №1 в зависимости от частоты при температуре  $3.5^\circ\text{C}$

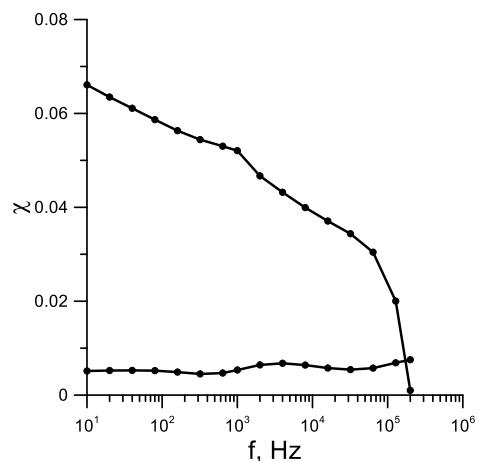
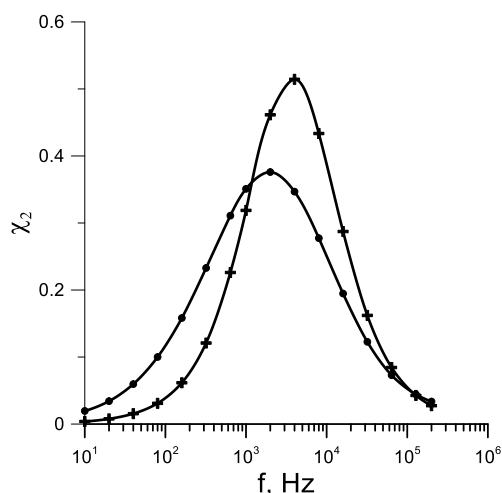


Рис. 2. Динамическая восприимчивость замороженного образца №1 при температуре  $-3.5^\circ\text{C}$

Как следует из рис. 2, восприимчивость замороженного образца №1, определяемая неелевским механизмом релаксации, составляет в среднем около 3 % от статической восприимчивости жидкого образца. Таким образом, динамическая восприимчивость образца жидкости на основе частиц феррита кобальта на 97 % определяется броуновским механизмом релаксации.

Однако зависимость, представленная на рис. 1, отличается от классической дебаевской кривой заметно большей шириной. Мнимая часть кривой Дебая затухает при изменении частоты на порядок от частоты максимума. Здесь же мы видим, что затухание происходит при изменении частоты, по крайней мере, на два порядка. Наблюдаемое противоречие можно было бы объяснить полидисперсностью образца жидкости. Однако кривая, рассчитанная с учетом распределения частиц по размерам, существенно отличается от измеренной.

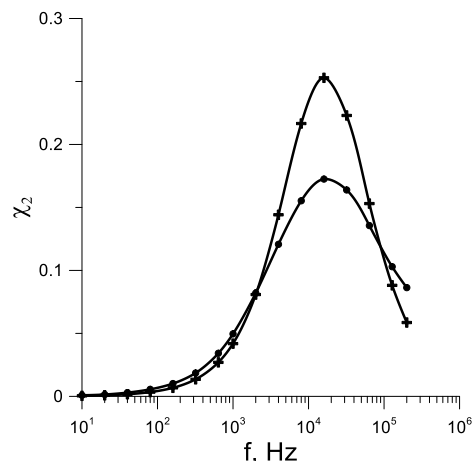
Расчеты, ввиду сложности аналитических выкладок, были выполнены численно. Вычисления производились поэтапно. На первом этапе вычислялись времена релаксации для ряда диаметров магнитного ядра с учетом немагнитного слоя и оболочки. Диаметр частиц изменялся от 0 до 35 нм с шагом 0.1 нм. На следующем этапе рассчитывался вклад каждой фракции в статическую и динамическую восприимчивости. Полученные ряды суммировались. Отдельное вычисление статической восприимчивости необходимо для подбора концентрации частиц. Величина концентрации выбирается из условия совпадения экспериментальной и рассчитанной статической восприимчивостей. При вычислении конечного значения статической восприимчивости учитывались межчастичные взаимодействия согласно модели эффективного поля. Полученная суммированием вкладов фракций мнимая часть динамической восприимчивости затем также увеличивалась пропорционально увеличению статической восприимчивости за счет взаимодействия. На рис. 3 результаты расчетов  $\chi_2$  для образца № 1 сравниваются с результатами измерений.



**Рис. 3.** Мнимая часть динамической восприимчивость образца №1 в зависимости от частоты при температуре 3.5°C. Точки – эксперимент, кресты – расчет

Согласно рис. 3, рассчитанная частотная зависимость  $\chi_2$  существенно отличается от измеренной. В первую очередь, у них в два раза отличается частота максимума. Также различны ширина и высота кривых.

При увеличении температуры расхождение между рассчитанными и измеренными частотными зависимостями  $\chi_2$  уменьшается, но все равно остается значительным. На рис. 4 сравниваются результаты измерений и расчетов  $\chi_2$  для образца №1 при температуре 90.2 °C. Здесь мы уже видим хорошее совпадение положения максимумов  $\chi_2$  по частоте.



**Рис. 4.** Мнимая часть динамической восприимчивость образца №1 в зависимости от частоты при температуре 90.2°C. Точки – эксперимент, кресты – расчет

Следовательно, максимум потерь энергии в магнитной жидкости с понижением температуры смещается в сторону низких частот быстрее, чем нарастает ее вязкость. Аналогичные результаты были получены в работе [4] при увеличении вязкости магнитной жидкости путем добавления поливинилового спирта при постоянной температуре.

Ситуация полностью меняется, если мы рассмотрим образец №2, вязкость которого увеличена добавкой 1.5% ПВС. Совпадение положения максимумов на расчетной и измеренной кривых  $\chi_2$  для образца №2 наблюдается при «низкой» температуре 3.5°C. Но с ростом температуры и, соответственно, понижением вязкости, максимум на экспериментальной кривой  $\chi_2$  опережает смещение расчетного. А именно, при температуре 79°C частота максимума на экспериментальной кривой в полтора раза превышает частоту на расчетной кривой  $\chi_2$ .

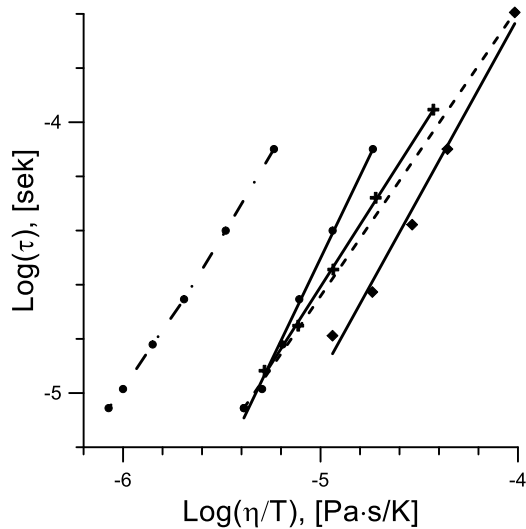
Таким образом, для образцов жидкости № 1 и 2 закон броуновской релаксации выполняется в двух взаимоисключающих случаях: или при низкой вязкости и высокой температуре, либо при высокой вязкости и низкой температуре.

На этом фоне образец №3 выглядит удивительным исключением. В исследованном диапазоне температур положение максимумов на расчетных и измеренных кривых  $\chi_2$  практически совпадало.

Полученные для всех образцов времена релаксации, как функции отношения вязкости и абсолютной температуры, представлены на рис. 5. Масштаб по осям выбран логарифмическим, что позволяет наглядно выявить степень связи переменных величин.

Пунктирная прямая на рис. 5 проведена по крайним точкам образцов №1 и 2. В этих точках наблюдается совпадение расчетных и измеренных времен релаксации намагниченности. Тангенс угла наклона пунктирной прямой (1.06) близок к еди-

нице. Результаты измерений для образца №3 лежат вблизи этой прямой. Таким образом, время релаксации намагниченности для образца №3 пропорционально отношению вязкости к температуре, как это и должно быть согласно теории Больцмана. Времена же релаксации намагниченности для образцов №1 и №2 уже существенно нелинейно зависят от отношения  $\eta/T$ .



**Рис. 5.** Зависимость времени релаксации намагниченности от отношения динамической вязкости к абсолютной температуре. Точки – образец №1, ромбы – образец №2, кресты – образец №3

Необходимо отметить еще одну особенность результатов для образца №1, полученного путем разведения исходной жидкости. Оказывается, время релаксации намагниченности этого образца меняется синхронно с изменением вязкости чистой воды. На рис. 5 этому соответствует штрихпунктирная кривая, тангенс угла наклона которой близок к единице. Естественно, возникает вопрос: какая вязкость участвует в броуновском механизме релаксации – вязкость базовой среды или совокупная вязкость коллоидного раствора? Подобная проблема уже обсуждалась в литературе на примере магнитных жидкостей на основе магнетита [15].

Таким образом, выполнение закона броуновской релаксации для магнитожестких частиц феррита кобальта образца №3 является скорее исключением, чем правилом. Причина наблюдаемых расхождений пока остается неясной.

#### 4. Заключение

Синтезировано три образца магнитной жидкости на основе частиц феррита кобальта, диспергированных в воде. Образцы имели объемную долю частиц около 10 % и отличались вязкостью. Последняя изменялась добавлением поливинилового спирта либо воды.

Измерены частотные зависимости динамической восприимчивости при различных температурах. На основании измерений построены зависимости времен релаксации намагниченности от отношения динамической вязкости к абсолютной температуре. Полученные значения времен релаксации сравниваются с расчетами, выполненными с учетом реального распределения частиц по размерам.

Только у одного образца №3 время релаксации намагниченности изменялось с температурой согласно теории Больцмана – пропорционально отношению вязкости к температуре. Для других двух образцов жидкости, исходного и загущенного добавлением ПВС, время релаксации намагниченности меняется быстрее, чем предсказывает теория броуновской релаксации.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00288.

#### Список литературы

1. Шлиomis М. И. Магнитные жидкости // Успехи физических наук. 1974. Т. 112. Вып. 3. С. 435–458.
2. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика. М.: Мир, 1989. 357 с.
3. Лебедев А. В. Различие между броуновским и неелевским механизмами релаксации в подмагничивающем поле // Вестник Пермского университета. Физика. 2021. № 4. С. 14–20.
4. Лебедев А. В. Изменение динамической восприимчивости магнитной жидкости с магнитотвердыми частицами при росте вязкости базовой среды // Вестник Юго-западного государственного университета. Техника и технологии. 2022. Т. 12. № 4. С. 140–151.
5. Лебедев А. В. Аномалии вязкости магнитной жидкости, стабилизированной двойным слоем ПАВ в воде // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2023. Т. 13. № 4 (в печати).
6. Elmore W. C. On preparation of the magnetite high dispersed // Phys. Rev. 1938. V. 54. P. 309–310.
7. Лысенко С. Н., Якушева Д. Э., Астафьева С. А. Способ получения частиц ферритов. Патент RU № 2725231, 2019.
8. Пшеничников А. Ф., Лебедев А. В., Радионов А. В., Ефремов Д. В. Магнитная жидкость для работы в сильных градиентных полях // Коллоидный журнал. 2015. Т. 77. С. 207.
9. Chantrell R. W., Popplewell J., Charles S. R. Measurements of particle size distribution parameters in ferrofluids // IEEE Trans. on Magnetics. MAG14. 1978. P. 975.
10. Pshenichnikov A. F., Mekhonoshin V. V., Lebedev A. V. Magneto-granulometric analysis of concen-

- trated ferrocolloids // *Journal on Magnetism and Magnetic Materials*. 1996. V.161. P. 94-102.
11. Пшеничников А.Ф., Гилев В.Г. Реология и намагниченность концентрированных магнетитовых коллоидов // *Коллоидный журнал*. 1997. Т. 59. С. 372.
  12. Ivanov A. O., Kuznetsova O. B. Magnetic properties of dense ferrofluids: An influence of interparticle correlations // *Physical Review E*. 2001. V. 64, 041405.
  13. Пшеничников А. Ф. Мост взаимной индуктивности для анализа магнитных жидкостей // *Приборы и техника эксперимента*. 2007. Т. 4. С. 88–93.
  14. Кикоин И. К. (ред.) *Таблицы физических величин: справочник*. М.: Атомиздат. 1976.
  15. Lebedev A. V. Viscosity of magnetic fluids must be modified in calculations of dynamic susceptibility // *Journal on Magnetism and Magnetic Materials*. 2017. V.431. P. 30–32.
  6. Elmore W. C. On preparation of the magnetite high dispersed. *Phys. Rev.*, 1938, v. 54, pp. 309-310.
  7. Lysenko S. N., Yakusheva D. E., Astafyeva S. A. *Method for producing ferrite particles*. Patent RU No. 2725231, 2019.
  8. 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.
  9. Chantrell R.W., Popplewell J., Charles S.R. Measurements of particle size distribution parameters in ferrofluids. *IEEE Trans. on Magnetics*. MAG14, 1978, pp. 975.
  10. Pshenichnikov A. F., Mekhonoshin V. V., Lebedev A. V. Magneto-granulometric analysis of concentrated ferrocolloids. *Journal on Magnetism and Magnetic Materials*. 1996, vol. 161, pp. 94–102.
  11. Pshenichnikov A. F., Gilev V. G. Rheology and magnetization of concentrated magnetite colloids. *Colloid Journal*. 1997. Vol. 59. No 3. P. 372-379.
  12. Ivanov A. O., Kuznetsova O. B. Magnetic properties of dense ferrofluids: An influence of interparticle correlations. *Physical Review E*. 2001, vol. 64, 041405.
  13. Pshenichnikov A. F. A mutual-inductance bridge for analysis of magnetic fluids. *Instruments and Experimental Techniques*, 2007, vol. 50, no. 4, pp. 509–514.
  14. Kikoin I. K. (ed.) *Tables of Physical Quantities: handbook*. Moscow: Atomizdat. 1976. 1008 pp (In Russian).
  15. Lebedev A. V. Viscosity of magnetic fluids must be modified in calculations of dynamic susceptibility. *Journal on Magnetism and Magnetic Materials*. 2017. V.431. P. 30–32.

## References

1. Shliomis M. I. Magnetic fluids. *Sov. Phys. Usp.*, 1974, vol. 17, pp. 153–169.
2. Rosensweig R. E. *Ferrohydrodynamics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1985. 368 p.
3. Lebedev A. V. Difference between Brownian and Néel relaxation mechanisms in a magnetizing field. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2021, no. 4, pp. 21–29.
4. Lebedev A. V. Change in the dynamic susceptibility of a magnetic fluid with hard magnetic particles with an increase in the viscosity of the base medium. *Proceedings of the Southwest State University. Series: Engineering and Technology*. 2022. Vol. 12. N 4. Ps. 140-151.
5. Lebedev A. V. Viscosity anomalies of magnetic fluid stabilized by a double layer of surfactant in water. *Proceedings of the Southwest State University. Series: Engineering and Technology*. 2023. Vol. 13. N 4. (In Press) (In Russian).

## Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Лебедев А. В. Нарушение закона броуновской релаксации для частиц феррита кобальта в воде // *Вестник Пермского университета. Физика*. 2023. № 4. С. 55–61. doi: 10.17072/1994-3598-2023-4-55-61

## Please cite this article in English as:

Lebedev A. V. Violation of the Brownian relaxation law for cobalt ferrite particles in water. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2023, no. 4, pp. 55–61. doi: 10.17072/1994-3598-2023-4-55-61

## Сведения об авторах

Александр Владимирович Лебедев, доктор физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук, ул. Ак. Королева, 1, Пермь, 614013.

## Author information

Aleksandr V. Lebedev, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS; 1, Akademika Koroleva st., Perm, 614013, Russia.