

<https://doi.org/10.21869/2223-1528-2022-12-1-146-158>



Генерация низкочастотных упругих волн в магнитной жидкости

В. М. Пауков¹✉, А. Г. Беседин¹, А. О. Танцюра¹,
А. С. Чекаданов¹, Ю. А. Неручев², А. А. Булгакова¹

¹ Юго-Западный государственный университет
ул. 50 лет Октября 94, г. Курск 305040, Российская Федерация

² Курский государственный университет,
ул. Радищева 33, г. Курск 305000, Российская Федерация

✉ e-mail: paukov.vm@yandex.ru

Резюме

Цель исследования. Анализ механизмов генерации упругих волн в магнитной жидкости, находящейся в постоянном магнитном поле, посредством наложения переменного магнитного поля.

Методы. Теоретический расчет зависимости относительной амплитуды возбуждаемых колебаний от напряженности подмагничивающего поля (постоянной составляющей) проводится в предположении о жесткой связи между магнитной наночастицей и ее магнитным моментом (броуновский механизм намагничивания) и возможности магнитного момента вращаться независимо от самой частицы (неелевский механизм намагничивания). В работе проводится сравнение теоретических выводов с ранее опубликованными экспериментальными данными.

Результаты. В случае, когда постоянное и переменное магнитные поля перпендикулярны друг другу, функция амплитуды магнитоакустического эффекта от величины постоянного магнитного поля имеет вначале линейно возрастающий характер, затем переходящий в насыщение. Зависимость величины магнитоакустического эффекта от частоты может обнаруживать несколько максимумов. Теоретический анализ показывает, что число максимумов равно четырем (на опыте обнаружено три). При фиксированном магнитном поле максимум величины упругих колебаний, генерируемых в магнитной жидкости, растет пропорционально квадрату частоты. В случае параллельности переменного и постоянного магнитных полей доминирующим механизмом генерации упругих волн является пондеромоторный механизм. Зависимость магнитоакустического эффекта от постоянного магнитного поля имеет вид функции Ланжевена.

Заключение. В работе предложены механизмы генерации упругих волн в магнитной жидкости, находящейся в постоянном магнитном поле, посредством наложения переменного магнитного поля, которое в одном случае перпендикулярно переменному полю, а в другом – параллельно ему.

Ключевые слова: магнитная жидкость; переменное магнитное поле; упругая волна; магнитоакустический эффект; вращательный момент частицы; функция Ланжевена.

Конфликт интересов: Авторы декларируют отсутствие явных и потенциальных конфликтов интересов, связанных с публикацией настоящей статьи.

Финансирование: Публикация подготовлена в рамках реализации программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (Соглашения № 075-15-2021-1155 и № 075-15-2021-1213) и государственного задания (номер 0851-2020-0035).

© Пауков В. М., Беседин А. Г., Танцюра А. О., Чекаданов А. С., Неручев Ю. А., Булгакова А. А., 2022

Для цитирования: Генерация низкочастотных упругих волн в магнитной жидкости / В. М. Пауков, А. Г. Беседин, А. О. Танцюра, А. С. Чекаданов, Ю. А. Неручев, А. А. Булгакова // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2022. Т. 12, № 1. С. 146–158. <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2022-12-1-146-158>

Поступила в редакцию 30.12.2021

Подписана в печать 10.02.2022

Опубликована 30.03.2022

Generation of Low-Frequency Elastic Waves in Magnetic Fluids

Vladimir M. Paukov¹✉, Alexander G. Besedin¹, Anton O. Tantsyura¹,
Alexander S. Chekadanov¹, Yurii A. Neruchev², Anastasia A. Bulgakova¹

¹ Southwest State University
50 Let Oktyabrya str. 94, Kursk, 305040, Russian Federation

² Kursk State University,
33 Radishcheva str., Kursk 305000, Russian Federation

✉ e-mail: paukov.vm@yandex.ru

Abstract

The purpose of the study is to analyse the mechanisms of generation of elastic waves in magnetic fluids in a constant magnetic field by applying an alternating magnetic field.

Methods. The theoretical calculation of the dependence of the relative amplitude of the excited oscillations on the strength of the magnetizing field (constant component) is carried out under the assumption of a rigid connection between a magnetic nanoparticle and its magnetic moment (Brownian mechanism of magnetization) and the possibility of the magnetic moment to rotate independently of the particle itself (Néel mechanism of magnetization). The work provides a comparison of theoretical conclusions with previously published experimental data.

Results. In the case when the constant and alternating magnetic fields are perpendicular to each other, the function of the amplitude of the magnetoacoustic effect on the magnitude of the constant magnetic field has a linearly increasing character at first, then turns into saturation. The frequency dependence of the magnitude of the magnetoacoustic effect can exhibit several maxima. Theoretical analysis shows that the number of maxima is four (three were found experimentally). At a fixed magnetic field, the maximum value of the elastic vibrations generated in the magnetic fluid increases in proportion to the square of the frequency. In the case of parallelism of alternating and constant magnetic fields, the dominant mechanism for the generation of elastic waves is the ponderomotive mechanism. The dependence of the magnetoacoustic effect on a constant magnetic field has the form of the Langevin function.

Conclusion. The paper proposes mechanisms for the generation of elastic waves in a magnetic fluid in a constant magnetic field by applying an alternating magnetic field, which in one case is perpendicular to the alternating field, and in the other parallel to it.

Keywords: magnetic fluid; alternating magnetic field; elastic wave; magnetoacoustic effect; rotational moment of a particle; Langevin function.

Conflict of interest: The authors declare the absence of obvious and potential conflicts of interest related to the publication of this article.

Financing: The publication was prepared as part of the implementation of the strategic academic leadership program "Priority 2030" (Agreements No. 075-15-2021-1155 and No. 075-15-2021-1213) and the State Task (number 0851-2020-0035).

For citation: Paukov V. M., Besedin A. G., Tanzyura A. O., Chekadanov A. S., Neruchev Yu. A., Bulgakova A. A. Generation of Low-frequency Elastic Waves in Magnetic Fluids. *Izvestiya Yugo-Zapadnogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Tekhnika i tekhnologii = Proceedings of the Southwest State University. Series: Engineering and Technologies*. 2022; 12(1): 146–158. (In Russ.) <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2022-12-1-146-158>

Received 30.12.2021

Accepted 10.02.2022

Published 30.03.2022

Введение

Магнитная жидкость (МЖ) представляет собой искусственно созданный материал, характеризующийся текучестью и способностью намагничиваться в присутствии магнитного поля [1; 2]. Это позволяет использовать МЖ в промышленности [3; 4; 5], аэрокосмической технике [6], акустике [7; 8], медицине [9; 10] и в других сферах.

Кроме практического применения, МЖ открывают широкие перспективы для научных исследований, поскольку состоят из наночастиц, способных взаимодействовать между собой с образованием агрегатов, кластеров, цепочек и т. д. [11; 12; 13] В качестве модельного объекта МЖ применяются для реализации ротационного и ratchet-эффектов [14; 15; 16]. Имеется множество публикаций, посвященных изучению эволюции формы капли МЖ в суперпозиции электромагнитных полей [17; 18].

Взаимодействие МЖ с внешними магнитными полями (постоянными и переменными) может приводить к возникновению упругих колебаний звуковой и ультразвуковой частот, что получило название магнитоакустический эффект (МАЭ) [8; 19; 20]. МАЭ позволяет осуществлять преобразование энергии электромагнитного поля в энергию упругих колебаний. Исследование физической

природы МАЭ представляется целесообразным для нескольких отраслей физической науки: физики конденсированного состояния, магнитной гидродинамики, механики жидкости.

Целью работы является анализ механизмов генерации упругих волн в МЖ, находящейся в постоянном магнитном поле, посредством наложения параллельного и перпендикулярного переменного магнитного поля. В работе приводятся экспериментальные данные, качественно подтверждающие предлагаемую теорию в диапазоне низких звуковых и ультразвуковых частот.

Материалы и методы

Объектом исследования служит наиболее распространенный тип МЖ – система однодоменных частиц магнетита размером ~ 10 нм. Частицы стабилизированы олеиновой кислотой и диспергированы в жидкости-носителе (керосине). В отсутствие магнитного поля намагниченность МЖ равна 0, а частицы не агрегируют.

Если магнитный момент частицы p «вморожен» в нее (броуновский механизм намагничивания), то есть

$$p = I_s V \mathbf{p}_0,$$

где I_s – спонтанная намагниченность; V – объем частицы; \mathbf{p}_0 – единичный вектор

вдоль p , то наложение постоянного магнитного поля H_0 (рис. 1) приводит к отклонению \mathbf{p} от направления поля H_0 на угол φ для всех значений x от 0 до 2π , но таким образом, что на этот угол из-за броуновского движения переориентируется вся частица. Здесь предполагается, что

$$\cos(\hat{p}, y) = \sin \theta \cdot \cos x,$$

$$x = H_{\perp} \hat{p}, n p P_{yz},$$

а при p , расположенном в плоскости xz , когда $x = 0$, выполняется

$$\cos(\hat{p}, y) = \sin \theta.$$

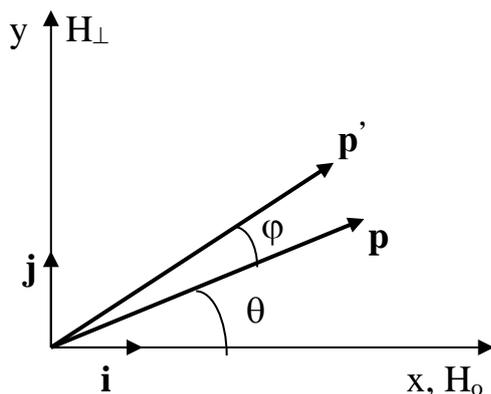


Рис. 1. Теоретическая модель

Fig. 1. Theoretical model

При больших частотах ω это становится невозможным, и вектор \mathbf{p} будет колебаться, уже изменяя свою ориентацию относительно «легкой» оси частицы, вызывая магнитострикционную деформацию в ней. Рассмотрим генерацию волн в МЖ за счет вращательных колебаний частиц в магнитном поле $H(t)_{\perp} = H_{\perp} \sin \omega t$, предполагая, что градиент поля H_0 вдоль оси x пренебрежимо мал, что реализуется в условиях опыта

[21], когда постоянное поле создается электромагнитом достаточно большого размера (относительно образца), а градиент поля H_{\perp} , хотя и есть, но не будет генерировать упругие колебания в МЖ.

Необходимо иметь в виду, что в поле H_0 вектор \mathbf{p} частиц с равной вероятностью располагается в конусе направлений вокруг H_0 , а среднее значение

$$\langle \cos \theta \rangle = L(pH\mu_0 / kT),$$

где L – функция Ланжевена, если концентрация твердой фазы в МЖ достаточно мала, чтобы можно было пренебрегать диполь-дипольным взаимодействием частиц в МЖ; k – постоянная Больцмана.

После включения $H_{\perp}(t)$ на \mathbf{p} действует вращательный момент

$$M = p[\mu_0 H_0 i + \mu_0 H_{\perp}(t) j], \quad (1)$$

отсюда

$$M_z = -p\mu_0 H_0 \sin(\theta + \varphi) + p\mu_0 H_{\perp}(t) \cos(\theta + \varphi).$$

Введем обозначение: β – диссипативный коэффициент, соответствующий вращательным колебаниям частиц; I – момент инерции. Тогда уравнение движения частицы при $\varphi \ll 1$ будет иметь вид

$$I\ddot{\varphi} + \beta\dot{\varphi} + k\varphi = \mu_0 I_s V H_{\perp} \cos \theta \sin \omega t - \mu_0 I_s V H_0 \sin \theta + M_T(H_0, \theta), \quad (2)$$

где $M_T(H_0, \theta)$ – вращательный момент, связанный с тепловыми колебаниями; $\mu_0 I_s V H_0 \sin \theta$ – компенсирующий момент в (2). Если считать, что частица вместе с сольватной оболочкой имеет сферическую форму с эффективным радиусом R ,

тогда согласно (1) получаем через момент сил трения

$$\beta = \frac{8\pi h}{3} R^3 [3 + 6(R/\delta) + 6(R/\delta)^2 + 2(R/\delta)^3 - 2i(R/\delta)^2 \cdot (1 + R/\delta)] \times [1 + 2(R/\delta) + 2(R/\delta)^2]^{-1}, \quad (3)$$

где $\delta = (2\nu/\omega)^{1/2}$, $\nu = \eta/\rho_{ж}$; $\rho_{ж}$ – плотность жидкой фазы МЖ; η – сдвиговая вязкость.

Для эффективного значения квазиупругого коэффициента в поле H_0 , используя M_z , имеем

$$K = p\mu_0 H_0 \cos \theta. \quad (4)$$

С учетом (3) и (4) из (2) находим

$$\varphi = \varphi_0 \sin(\omega t - \delta'),$$

$$\varphi_0 = \frac{I_s V \mu_0 \cos \theta}{J \sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + (\omega \beta / J)^2}}, \quad (5)$$

$\omega_0 = (K/J)^{1/2}$, $J = \rho V a^2 / 6$ – для частиц без сольватных оболочек в форме куба с ребром a ; ρ – плотность частиц. При этом

$$\operatorname{tg} \delta' = \frac{\beta \omega}{J(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (6)$$

Результаты и их обсуждение

Случай перпендикулярности переменного и постоянного магнитных полей

Детальное описание экспериментальной установки и методики измерений представлено в [22]. Ограничимся анализом экспериментальных данных с точки зрения представленной выше теории. В рассмотренном случае малых колебаний для качественного понимания и описания закономерностей изменения

сигнала, воспринимаемого пьезодатчиком, в зависимости от H , H_0 и ω достаточно ограничиться констатацией того, что вклад каждой частицы в амплитуду регистрируемого сигнала в поле $H_{\perp}(t)$ будет пропорционален $\alpha = \varphi_0 \cos \theta$, поскольку при $\theta = \pi/2$ этот вклад отсутствует. Тогда при $x = 0$

$$\langle \alpha \rangle = \frac{a}{J} \int_0^{\pi} \frac{I_s V \mu_0 H \cos^2 \theta}{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + (\omega \beta / J)^2}} \times I_s V \mu_0 H_0 \exp(I_s V \mu_0 H_0 \cos \theta / kT) \times \sin \theta d\theta / [2kT \operatorname{sh}(I_s V \mu_0 H_0 / kT)]. \quad (7)$$

При $x \neq 0$ в (5) $\cos \theta \rightarrow (1 - \sin^2 \times (\theta + \varphi) \cos^2 x)^{1/2}$ и с учетом этого φ_0 входит в (7). Тогда для расчета $\langle \alpha \rangle$ необходимо выражение (7) вначале усреднить по x с весовым коэффициентом $1/2\pi$, а затем по θ . Однако и из (5) видно, что зависимость воспринимаемого сигнала от величины магнитного поля H_0 немонотонная: $\varphi_0(H_0)$ изменяется с максимумом при

$$I_s V \mu_0 \cos \theta / J = \omega^2. \quad (8)$$

Из (8) следует, что с ростом частоты зависимость $\varphi_0(H_0)$ обнаруживает в магнитных полях H_0 максимум (рис. 2), а $H_0 \cos \theta$, отвечающее максимуму φ_0 , растет пропорционально квадрату частоты. При больших же частотах ω зависимость $\varphi_0(H_0)$ после достижения максимума с ростом H_0 будет медленно убывать при $\omega_0^2 > \omega^2$, поскольку при этой частоте возрос вклад в A_0 величины $(\beta \omega / J)^2$. Кроме того, поскольку в (5) вторая производная от φ_0 по H_0 отрицательна при

$\omega_0^2 > \omega^2$, то на начальном участке $\varphi_0(H_0)$, как это получается из опыта [21; 23], кривая имеет выпуклый характер.

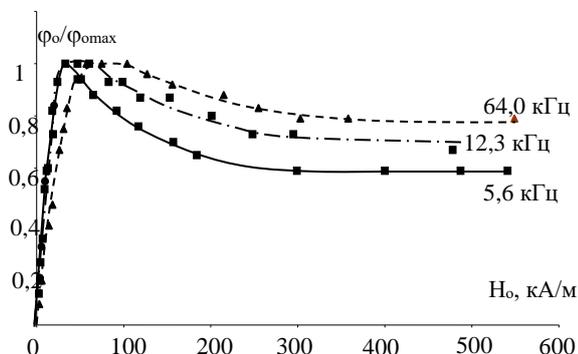


Рис. 2. Глобальный максимум на зависимости относительной величины φ_0 от напряженности магнитного поля H_0

Fig. 2. The global maximum on the dependence of the relative value of φ_0 on the magnetic field strength H_0

Необходимо заметить, что величина сигнала, связанного с φ_0 , в зависимости от поля H_0 может обнаруживать и не один максимум. Это возможно, если МЖ получена сливанием, например, двух сортов жидкостей с заметно различающимися среднеквадратичными значениями объемов частиц. При этом максимум, наблюдающийся в больших полях H_0 , связан с частицами, имеющими меньший среднеквадратичный объем, а соотношение высот этих максимумов будет пропорционально концентрации этих двух сортов частиц, диспергированных в МЖ. Такая зависимость наблюдалась на опыте. Поскольку амплитуда скорости вращательных колебаний частиц равна $\varphi_0\omega R$, то для выявления частотной зависимости снимаемого сигнала необходимо найти резонансные частоты для величины $\varphi_0\omega$. В общем

случае эта функция имеет четыре корня, причем число действительных корней зависит от $I_5 V \mu_0 \cos \theta / J$ и от β . Поэтому, если бы не было дисперсии по размерам (объемам), зависимость регистрируемого сигнала от частоты обнаруживала бы в различных сопровождающих полях H_0 наибольшее число максимумов – четыре. Однако дисперсия частиц по объемам (тем более если присутствуют различные сорта частиц) может приводить к тому, что частотная зависимость сигнала для каждого из них будет содержать по несколько максимумов. Причем если погрешность оценки сигнала лишь немного меньше воспринимаемого значения, то найти из опыта число регистрируемых максимумов не представляется возможным. В эксперименте частотная зависимость сигнала в неизменном H_0 обнаруживает три серии максимумов (рис. 3).

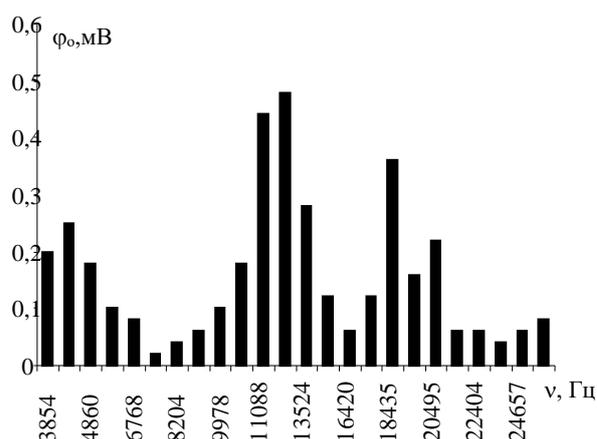


Рис. 3. Три локальных максимума на экспериментальной зависимости φ_0 от ν

Fig. 3. Three local maxima in the experimental dependence of φ_0 on ν

Существенной особенностью полученных экспериментально зависимостей

сигнала от H_0 является то, что поле H_0 было приложено перпендикулярно оси цилиндра, заполненного жидкостью. При этом диаметр его составлял 1,5 см, а длина 0,7 м. Поэтому внешнее поле H_0 , измеряемое снаружи датчиком Холла, отличается от истинного поля H_i внутри МЖ, причем

$$H_i = H_0 - NI.$$

Для бесконечно длинного цилиндра размагничивающий фактор $N = 1/2$, а в нашем случае $N < 1/2$. Уточнение истинного поля внутри МЖ, однако, не сказывается на описанных зависимостях сигнала, генерируемого полем H_{\perp} , тем более на характере зависимостей его изменения. Что касается зависимости амплитуды сигнала от H_0 , то она имеет вначале линейно возрастающий характер, переходящий в насыщение, как это следует из (5) и (7) для малых H_0 . При больших значениях H_0 величина $\varphi \rightarrow [(\pi/2) - \theta]$, и тогда последующее увеличение H_0 уже не меняет ни φ_0 , ни амплитуду сигнала, но последний случай соотношение (5) не учитывает.

Количественное рассмотрение данного вопроса, в котором будут учтены и амплитуда, и фаза сигнала, генерируемого каждой частицей в месте нахождения регистрирующего устройства, составит предмет дальнейшего исследования.

Случай параллельности переменного и постоянного магнитных полей

Рассмотрим другой крайний случай, когда переменное поле $H_{\parallel} = H_{\parallel} \sin \omega t$ и

постоянное H_0 приложены вдоль оси цилиндрического сосуда с МЖ. Здесь уже поле H_0 практически совпадает с истинным полем при отношении диаметра цилиндра к его длине $\sim 0,02$. В данном случае доминирующим механизмом генерации упругих волн является пондеромоторный механизм [24]. Здесь нетрудно показать, что на каждую магнитную частицу с магнитным моментом p действует сила $f(t) = p \cdot \cos \theta (\partial H_{\parallel} / \partial x) \mu_0 \cdot \sin \omega t$. При этом с обеих сторон от катушки, создающей поле H_{\parallel} , силы $f(t)$ действуют в противоположных направлениях. Частицы при этом совершают поступательные колебательные движения, описываемые уравнением

$$m\ddot{x} + F_T = f(t), \quad (9)$$

где m – масса частицы; F_T – сила трения, действующая на сферическую частицу, которая согласно (1) имеет вид

$$F_T = 6\pi\eta R(1 + R/\delta)\dot{x} + 3\pi R^2 \sqrt{2\eta\rho_{\text{ж}}/\omega}(1 + 2R/9\delta)\dot{x}. \quad (10)$$

Таким образом, (9) примет вид

$$[\gamma(\omega) + m]\ddot{x} + \alpha\dot{x} = f(t), \quad (11)$$

где эффективная (увлекаемая) масса частицы

$$\gamma(\omega) = 3\pi R^2 \sqrt{2\eta\rho_{\text{ж}}/\omega} \cdot (1 + 2R/\delta), \\ \alpha = 6\pi\eta R(1 + R/\delta).$$

Введя обозначение $x = U$, из (11) имеем

$$U_0 = \frac{p \cos \theta \cdot (\partial H_{\parallel} / \partial x) \cdot \mu_0}{\sqrt{(\gamma + m)^2 \omega^2 + \alpha^2}}, \quad (12)$$

где $U = U_0 \sin(\omega t - \delta)$,

$$\operatorname{tg} \delta' = (\gamma + m)\omega / \alpha. \quad (13)$$

Из (12) следует, что

$$U_0(\omega)|_{\omega=0} = U_0,$$

а $U_0(\omega)$ при увеличении частоты монотонно убывает, приближаясь к нулю при $H_0 = \text{const}$, $H_{\parallel} = \text{const}$.

Введя обозначение

$$U_{0|H_0=0} = M \cos \theta(H_0)$$

и усредняя по θ с учетом функции распределения, получаем

$$\langle U_0 \rangle = ML(H_0), \quad (14)$$

$$U_0 = \rho \mu_0 \cdot (\partial H_{\parallel} / \partial x) \cdot \{ [m + 3\pi R^2 \times \\ \times (1 + 2R/9\delta) \sqrt{2\eta \rho_{\text{ж}} / \omega}]^2 + \\ + [6\pi\eta R(1 + R/\delta)]^2 \}^{-1/2},$$

где $L(H_0)$ – функция Ланжевена.

Поэтому в продольном поле зависимость регистрируемого сигнала от H_0 имеет вид функции Ланжевена при условии, что частицы МЖ имеют один размер. Учет распределения их по объему несколько изменяет вид этой зависимости без изменения ее характера.

Здесь мы ограничились рассмотрением качественной стороны вопроса. Для количественных расчетов амплитуды сигнала необходимо учитывать

волну, посылаемую одной частицей, а также суперпозицию волн с учетом фазового запаздывания, поглощения и пространственного расположения частиц.

Выводы

В работе описана модель магнитной наночастицы и предложены механизмы генерации упругих волн в магнитной жидкости, находящейся в постоянном подмагничивающем магнитном поле, посредством наложения переменного магнитного поля, которое в одном случае перпендикулярно, а в другом параллельно постоянному полю.

Научная и практическая ценность результатов заключается в проведенном комплексном анализе частотной, полевой и амплитудной зависимостей МАЭ на магнитной жидкости в диапазоне 20 Гц...50 кГц. В случае параллельности переменного и постоянного магнитных полей доминирующую роль играет пондеромоторный механизм. Полученные теоретические результаты могут быть полезны при проектировании новых и модернизации известных устройств, использующих МЖ, например, при проектировании и эксплуатации магнитожидкостных герметизаторов и магнитожидкостных дозаторов газа.

Список литературы

1. Odenbach S. Recent progress in magnetic fluid research // J. Phys.: Condensed Matter. 2004. Vol. 16(32). P. R1135.
2. Патент 2208584 Российская Федерация, МПК C01G 49/08, H01F 1/28. Способ получения магнитной жидкости / Михалев Ю. О., Арефьева Т. А. № 2001111184/12; заявл. 23.04.2001; опубл. 20.07.2003, Бюл. № 20.

3. Optimal ferrofluids for magnetic cooling devices / M. S. Pattanaik, V. B. Varma, S. K. Cheekati [et al.] // *Scientific Reports*. 2021. Vol. 11. P. 24167.
4. Shima P. D., Philip J. Tuning of thermal conductivity and rheology of nanofluids using an external stimulus // *The Journal of Physical Chemistry C*. 2011. Vol. 115 (41). P. 20097.
5. Electromagnetic ferrofluid-based energy harvester / A. Bibo, R. Masana, A. King, G. Li, M.F. Daqaq // *Physics Letters A*. 2012. Vol. 376 (32). P. 2163–2166.
6. Odenbach S. *Ferrofluids: Magnetically Controllable Fluids and Their Applications*. Springer, 2008. 253 p.
7. Zhou J., Papautsky I. Viscoelastic microfluidics: progress and challenges // *Microsyst Nanoeng*. 2020. Vol. 6, No. 113.
8. Polunin V. *Acoustics of nanodispersed magnetic fluids*. CRC Press, 2019. 472 p.
9. Amin P., Patel M. Magnetic nanoparticles-a promising tool for targeted drug delivery system // *Asian J. Nanosci. Mater*. 2020. Vol. 3(1). P. 24–37.
10. Magnetically responsive peptide coacervates for dual hyperthermia and chemotherapy treatments of liver cancer / Z. W. Lim, V. B. Varma, R. V. Ramanujan, A. Miserez // *Acta Biomater*. 2020. Vol. 110. P. 221–230.
11. Blums E., Cebers A., Maiorov M. M. *Magnetic Fluids*. New York: Walter de Gruyter, 1997. 416 p.
12. Rinaldi C. Magnetic fluid rheology and flows // *Curr. Opin. Colloid Interface Sci*. 2005. Vol. 10. P. 513–519.
13. Frequency-dependent conversion of the torque of a rotating magnetic field on a ferrofluid confined in a spherical cavity / K. D. Usadel [et al.] // *Soft Matter*. 2019. Vol. 15. P. 9018.
14. Pshenichnikov A. F., Lebedev A. V., Shliomis M. I. On the rotational effect in nonuniform magnetic fluids // *Magneto hydrodynamics*. 2000. Vol. 36. P. 275–281.
15. Engel A., Reimann P. Thermal ratchet effects in ferrofluids // *Phys. Rev. E*. 2004. Vol. 70. P. 051107.
16. Measurement of the torque on diluted ferrofluid samples in rotating magnetic fields / A. M. Storozhenko, R. Stannarius, A. O. Tantsyura, I. A. Shabanova // *J. Magn. Magn. Mater*. 2017. Vol. 431. P. 66–69.
17. Dikanskii Yu. I., Borisenko O. V., Bedzhanyan M. A. Peculiarities of motion of a ferrofluid drop in a rotating magnetic field // *Tech. Phys*. 2013. Vol. 58. P. 475.
18. Rolling ferrofluid drop on the surface of a liquid / V. Sterr, R. Krauß, K. I. Morozov, I. Rehberg, A. Engel, R. Richter // *New J. Phys*. 2008. Vol. 10. P. 063029.
19. Пауков В. М., Полуин В. М. Полевая зависимость МАЭ в магнитной жидкости // *Ультразвук и термодинамические свойства вещества*. 1994. С. 74–76.

20. О некоторых особенностях возбуждения колебаний в магнитной жидкости / В. М. Полунин, Н. М. Игнатенко, В. М. Лазаренко, Ю. А. Гаврилов // *Магнитная гидродинамика*. 1982. Т. 2. С. 133–135.

21. Пирожков Б. И., Афанасьев С. А. О низкочастотной релаксации в магнитных жидкостях // *Вестник Пермского университета. Физика*. 1998. Вып. 4. С. 113.

22. Пауков В. М. Исследование физической природы магнитоакустического эффекта на магнитной жидкости: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Курск, 2004. 25 с.

23. Пшеничников А. Ф., Пирожков Б. И., Федоренко А. А. Применение скрещенных полей для анализа дисперсного состава магнитных жидкостей // 10 Юбилейная Международная Плесская конференция по магнитным жидкостям: сборник научных трудов. Иваново: Иванов гос. энергет. ун-т, 2002. С. 81–86.

24. Пирожков Б. И. Исследование явлений агрегирования в магнитной жидкости методом скрещенных магнитных полей // *Известия АН СССР. Серия физическая*. 1987. Т. 51. С. 1088.

References

1. Odenbach S. Recent progress in magnetic fluid research. *J. Phys.: Condensed. Matter.*, 2004, vol. 16(32), pp. R1135.

2. Mikhalev Yu. O., Arefieva T. A. Sposob polucheniya magnitnoi zhidkosti [Magnetic fluid production method]. Patent RF, no. 2208584, 2001.

3. Pattanaik M. S., Varma V. B., Cheekati S. K., eds. Optimal ferrofluids for magnetic cooling devices. *Scientific Reports*, 2021, vol. 11, p. 24167.

4. Shima P. D., Philip J. Tuning of thermal conductivity and rheology of nanofluids using an external stimulus. *The Journal of Physical Chemistry C*, 2011, vol. 115 (41), p. 20097.

5. Bibo A., Masana R., King A., Li G., Daqaq M. F. Electromagnetic ferrofluid-based energy harvester. *Physics Letters A*, 2012, vol. 376 (32), pp. 2163–2166.

6. Odenbach S. *Ferrofluids: magnetically controllable fluids and their applications*. Springer, 2008. 253 p.

7. Zhou J., Papautsky I. Viscoelastic microfluidics: progress and challenges. *Microsyst. Nanoeng.*, 2020, vol. 6, no. 113.

8. Polunin V. *Acoustics of nanodispersed magnetic fluids*. CRC Press, 2019. 472 p.

9. Amin P., Patel M. Magnetic nanoparticles-a promising tool for targeted drug delivery system. *Asian J. Nanosci. Mater.*, 2020, vol. 3(1), pp. 24–37.

10. Lim Z. W., Varma V. B., Ramanujan R. V., Miserez A. Magnetically responsive peptide coacervates for dual hyperthermia and chemotherapy treatments of liver cancer. *Acta Biomater.*, 2020, vol. 110, pp. 221–230.

11. Blums E., Cebers A., Maiorov M. M. *Magnetic Fluids*. New York, Walter de Gruyter, 1997. 416 p.
12. Rinaldi C. Magnetic fluid rheology and flows. *Curr. Opin. Colloid Interface Sci.*, 2005, vol. 10, pp. 513–519.
13. Usadel K. D., eds. Frequency-dependent conversion of the torque of a rotating magnetic field on a ferrofluid confined in a spherical cavity. *Soft Matter.*, 2019, vol. 15, p. 9018.
14. Pshenichnikov A. F., Lebedev A. V., Shliomis M. I. On the rotational effect in nonuniform magnetic fluids. *Magnetohydrodynamics*, 2000, vol. 36, pp. 275–281.
15. Engel A., Reimann P. Thermal ratchet effects in ferrofluids. *Phys. Rev. E*, 2004, vol. 70, pp. 051107.
16. Storozhenko A. M., Stannarius R., Tantsyura A. O., Shabanova I. A. Measurement of the torque on diluted ferrofluid samples in rotating magnetic fields. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2017, vol. 431, pp. 66–69.
17. Dikanskii Yu. I., Borisenko O. V., Bedzhanyan M. A. Peculiarities of motion of a ferrofluid drop in a rotating magnetic field. *Tech. Phys.*, 2013, vol. 58, p. 475.
18. Sterr V., Krauß R., Morozov K. I., Rehberg I., Engel A., Richter R. Rolling ferrofluid drop on the surface of a liquid. *New J. Phys.*, 2008, vol. 10, p. 063029.
19. Paukov V. M., Polunin V. M. Polevaya zavisimost' MAE v magnitnoi zhidkosti [Field dependence of MAE in magnetic fluid]. *Ul'trazvuk i termodinamicheskie svoistva veshchestva = Ultrasound and thermodynamic properties of matter*, 1994, pp. 74–76.
20. Polunin V. M., Ignatenko N. M., Lazarenko V. M., Gavrilov Yu. A. O nekotorykh osobennostyakh vozbuzhdeniya kolebaniy v magnitnoi zhidkosti [On some features of the excitation of oscillations in a magnetic fluid]. *Magnitnaya gidrodinamika = Magnetic hydrodynamics*, 1982, vol. 2, pp. 133–135.
21. Pirozhkov B. I., Afanasyev S. A. O nizkochastotnoi relaksatsii v magnitnykh zhidkostyakh [On low-frequency relaxation in magnetic liquids]. *Vestnik Permskogo universiteta. Fizika = Bulletin of Perm University. Physics*, 1998, is. 4, p. 113.
22. Paukov V. M. Issledovanie cheskoj prirody magnitoakusticheskogo effekta na magnitnoi zhidkosti. Avtoref. dis. kand. fiz.-mat. nauk [Investigation of the physical nature of the magnetoacoustic effect on a magnetic fluid. Cand. physical and mathem. sci. abstract diss.]. Kursk, 2004. 25 p.
23. Pshenichnikov A. F., Pirozhkov B. I., Fedorenko A. A. [The use of crossed fields for the analysis of the dispersed composition of magnetic fluids]. *10 Yubileinaya mezhdunarodnaya Plesskaya konferentsiya po magnitnym zhidkostyam. Sbornik nauchnykh trudov* [10 Anniversary International Plesk conference on magnetic liquids. Collection of scientific works]. Ivanovo, Ivanovo St. Univ. of Energy Publ., 2003, pp. 81–86.

24. Pirozhkov B. I. Issledovanie yavlenii agregirovaniya v magnitnoi zhidkosti metodom skreshchennykh magnitnykh polei [Study of the phenomena of aggregation in magnetic fluid by the method of crossed magnetic fields]. *Izvestiya AN SSSR. Seriya Fizicheskaya = Proceedings of the USSR Academy of Sciences. Series Physical*, 1987, vol. 51, p. 1088.

Информация об авторах / Information about the Authors

Пауков Владимир Митрофанович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры нанотехнологий, микроэлектроники, общей и прикладной физики, Юго-Западный государственный университет, г. Курск, Российская Федерация, e-mail: paukov.vm@yandex.ru, ORCID: 0000-0002-5963-9904

Vladimir M. Paukov, Cand. of Sci. (Physics and Mathematics), Associate Professor of the Department of Nanotechnology, General and Applied Physics, Southwest State University, Kursk, Russian Federation, e-mail: paukov.vm@yandex.ru, ORCID: 0000-0002-5963-9904

Беседин Александр Геннадьевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры нанотехнологий, микроэлектроники, общей и прикладной физики, Юго-Западный государственный университет, г. Курск, Российская Федерация, e-mail: besedin_a_g@mail.ru, ORCID: 0000-0002-0348-8844

Alexander G. Besedin, Cand. of Sci. (Physics and Mathematics), Associate Professor of the Department of Nanotechnology, General and Applied Physics, Southwest State University, Kursk, Russian Federation, e-mail: besedin_a_g@mail.ru, ORCID: 0000-0002-0348-8844

Танцюра Антон Олегович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры электроснабжения, Юго-Западный государственный университет, г. Курск, Российская Федерация, e-mail: tancyura@mail.ru, ORCID: 0000-0002-4517-7139

Anton O. Tantsyura, Cand. of Sci. (Physics and Mathematics), Associate Professor of the Department of Power Supply, Southwest State University, Kursk, Russian Federation, e-mail: tancyura@mail.ru, ORCID: 0000-0002-4517-7139

Чекаданов Александр Сергеевич, научный сотрудник Регионального центра нанотехнологий, Юго-Западный государственный университет, г. Курск, Российская Федерация, e-mail: alexch17@mail.ru, ORCID: 0000-0002-1652-7830

Alexander S. Chekadanov, Researcher of the Regional Center for Nanotechnology, Southwest State University, Kursk, Russian Federation, e-mail: alexch17@mail.ru, ORCID: 0000-0002-1652-7830

Неручев Юрий Анатольевич, доктор физико-математических наук, профессор, Курский государственный университет, г. Курск, Российская Федерация, e-mail: yuan2003@mail.ru, ORSID: 0000-0002-8087-874X

Yuri A. Neruchev, Dr. of Sci. (Physics and Mathematics), Professor, Kursk State University, Kursk, Russian Federation, e-mail: yuan2003@mail.ru, ORSID: 0000-0002-8087-874X

Булгакова Анастасия Александровна, студент кафедры нанотехнологий, микроэлектроники, общей и прикладной физики, Юго-Западный государственный университет, г. Курск, Российская Федерация, e-mail: bulgakova.0@mail.ru

Anastasia A. Bulgakova, Student of Department of Nanotechnology, General and Applied Physics, Southwest State University, Kursk, Russian Federation, e-mail: bulgakova.0@mail.ru