

УДК 538.951

<https://doi.org/10.21869/2223-1528-2023-13-3-128-145>

## Демпфирование колебательной системы с неполной герметизацией воздушной полости магнитной жидкостью

Е. В. Шельдешова<sup>1</sup>, А. А. Чураев<sup>1</sup>, Н. М. Игнатенко<sup>1</sup>,  
Ю. А. Неручев<sup>2</sup>, П. А. Ряполов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Юго-Западный государственный университет  
ул. 50 лет Октября, д. 94, г. Курск 305040, Российская Федерация

<sup>2</sup> Курский государственный университет  
ул. Радищева, 33, г. Курск 305000, Российская Федерация

✉ e-mail: blackberry\_\_@mail.ru

### Резюме

**Цель.** Исследовать демпфирование колебательной системы с неполной герметизацией воздушной полости магнитной жидкостью.

**Методы.** Исследование проводилось на экспериментальной установке, разработанной на основе известных методов и оборудования для магнитных измерений и изготовленной самостоятельно. В качестве источника магнитного поля использовался кольцевой неодимовый магнит (сплав NdFeB) размером 60x24x10 мм. Напряженность магнитного поля в центре магнита, измеренная с помощью миллитесламера ТПУ-01, составляет 220 кА/м. Для индикации осциллограмм использовалась катушка индуктивности, усилитель GVT-427B и цифровой осциллограф Gwinstek GDS-72072. Исследовались образцы магнитной жидкости на основе магнетита Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, стабилизированного олеиновой кислотой. Керосин использовался в качестве жидкости-носителя.

**Результаты.** Приведены результаты экспериментального исследования упругости и демпфирования колебательной системы с неполной герметизацией воздушной полости магнитожидкостной перемычкой. Уровень герметизации воздушной полости варьируется за счет процесса перекачки газа по капиллярам различного радиуса. Для объяснения полученных закономерностей предложена модельная теория в приближении вязкого течения газа по закону Пуазейля, а также привлекаются выводы известной теории распространения звука в молекулярной акустике и теории звукопроводов. На вид вибрационного течения газа по капиллярам механизм релаксации накладывает ограничение, учитывающее «пропускную» способность капилляров. Предложенная модель объясняет наличие максимума на зависимости коэффициента затухания от радиуса капилляра и его уменьшение при увеличении объема (высоты) газовой полости.

**Заключение.** Предложенная релаксационная теория вибрационного течения газа по капиллярам предсказывает аномально большие значения коэффициентов затухания и практически полное демпфирование колебательной системы с магнитожидкостным инерционным элементом. Использование полученных данных целесообразно при конструировании новых амортизаторов, поскольку магнитожидкостный демпфер с капиллярами способен погашать низкочастотные колебания.

**Ключевые слова:** магнитная жидкость; капилляры; неоднородное магнитное поле; частота колебаний; коэффициент затухания.

**Финансирование:** Публикация подготовлена в рамках реализации государственного задания (№ 0851-2020-0035).

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

**Для цитирования:** Демпфирование колебательной системы с неполной герметизацией воздушной полости магнитной жидкостью / Е. В. Шельдешова, А. А. Чураев, Н. М. Игнатенко, Ю. А. Неручев, П. А. Ряполов // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2023. Т. 13, № 3. С. 128–145. <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2023-13-3-128-145>

Поступила в редакцию 17.07.2023

Подписана в печать 28.08.2023

Опубликована 29.09.2023

## Damping of an Oscillatory System with Incomplete Sealing of the Air Cavity by a Magnetic Fluid

Elena V. Shel'deshova<sup>1</sup> ✉, Alexander A. Churaev<sup>1</sup>, Nikolay M. Ignatenko<sup>1</sup>, Yury A. Neruchev<sup>2</sup>, Petr A. Ryapolov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Southwest State University  
50 Let Oktyabrya Str. 94, Kursk 305040, Russian Federation

<sup>2</sup> Kursk State University  
33 Radishcheva Str., Kursk 305000, Russian Federation

✉ e-mail: [inmkstu@bk.ru](mailto:inmkstu@bk.ru)

### Abstract

**Purpose.** Investigate the damping of an oscillatory system with incomplete sealing of the air cavity with a magnetic fluid.

**Methods.** The study was carried out on an experimental setup developed on the basis of known methods and equipment for magnetic measurements and manufactured independently. A ring neodymium magnet (NdFeB alloy) 60x24x10 mm in size was used as a magnetic field source. The magnetic field strength at the center of the magnet, measured with a TPU-01 milliteslammer, is 220 kA/m. An inductor, a GVT-427B amplifier, and a GwInstek GDS-72072 digital oscilloscope were used to display oscillograms. Samples of magnetic fluid based on Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> magnetite stabilized with oleic acid were studied. Kerosene was used as the carrier liquid.

**Results.** The results of an experimental study of the elasticity and damping of an oscillatory system with incomplete sealing of the air cavity by a magnetic fluid bridge are presented. The level of sealing of the air cavity varies due to the process of pumping gas through capillaries of various radii. To explain the regularities obtained, a model theory is proposed in the approximation of a viscous gas flow according to the Poiseuille law, and the conclusions of the well-known theory of sound propagation in molecular acoustics and the theory of sound ducts are also drawn. The relaxation mechanism imposes a restriction on the type of vibrational gas flow through the capillaries, which takes into account the "throughput" capacity of the capillaries. The proposed model explains the presence of a maximum in the dependence of the attenuation coefficient on the capillary radius and its decrease with an increase in the volume (height) of the gas cavity.

**Conclusion.** The proposed relaxation theory of vibrational gas flow through capillaries predicts anomalously large damping coefficients and almost complete damping of an oscillatory system with a magnetic fluid inertial element. The use of the data obtained is advisable in the design of new shock absorbers, since a magnetic fluid damper with capillaries is capable of damping low-frequency oscillations.

**Keywords:** magnetic fluid; capillaries; inhomogeneous magnetic field; oscillation frequency; damping coefficient.

**Funding:** The publication was prepared as part of the implementation of the state assignment (No. 0851-2020-0035).

**Conflict of interest:** The authors declare no apparent or potential conflicts of interest related to the publication of this article.

**For citation:** Shel'deshova E. V., Churaev A. A., Ignatenko N. M., Neruchev Yu. A., Ryapolov P. A. Damping of an Oscillatory System with Incomplete Sealing of the air Cavity by a Magnetic Fluid. *Izvestiya Yugo-Zapadnogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Tekhnika i tekhnologii = Proceedings of the Southwest State University. Series: Engineering and Technologies*. 2023; 13(3): 128–145. (In Russ.) <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2023-13-3-128-145>

Received 17.07.2023

Accepted 28.08.2023

Published 29.09.2023

\*\*\*

## Введение

Исследования физических свойств жидких намагничивающихся сред были начаты еще в XX в. с изучения магнитных и реологических свойств суспензий [1]. Практическое использование магнитореологических суспензий (MR – Fluids) основано на очень сильной зависимости вязкости от напряженности магнитного поля, благодаря чему магнитореологические суспензии нашли применение в тормозных устройствах [1–4]. Недостатком такого рода дисперсных систем является их нестабильность, необратимое разделение магнитной и немагнитной фаз под действием силы тяжести или неоднородного магнитного поля.

Качественный скачок в создании устойчивых жидких магнитоуправляемых сред с высокой стабильностью структуры был достигнут в шестидесятые годы в результате создания магнитных жидкостей (МЖ). Они нашли применение в различных областях науки и техники: магнито-жидкостные уплотнения, магнитоуправляемая смазка в узлах трения и опорах, сепараторы немагнитных материалов, очистители водной поверхности от нефтепродуктов, датчики угла наклона и ускорения, наполнители зазоров магнитных головок громкоговорителей.

Однако МЖ характеризуются относительно слабой зависимостью вязкости от магнитного поля [5; 6]. Между тем многие устройства, активным элементом которых является МЖ, нуждаются в демпфировании возможных колебаний. В этой связи представляет интерес идея дополнительного демпфирования колебательной системы благодаря неполной герметизации воздушной полости магнито-жидкостной перемычкой (МЖ-перемычка). При этом исследовательской базой могут служить МЖ-мембраны, описанные в [7–9]. С этой

целью в доннышко трубки поочередно вставляются капилляры различного радиуса, но одинаковой длины, что позволяет варьировать упругость газовой полости и затухание колебаний.

Применение капилляров позволяет воспользоваться известными выводами теории течения вязкого газа. Капилляры могут входить в состав конструкции устройств, использующих МЖ в качестве активного элемента. Получаемая информация имеет значение и для «твердотельных» колебательных систем.

В настоящей статье приведены результаты экспериментального исследования упругости и демпфирования колебательной системы с неполной герметизацией воздушной полости МЖ-перемычкой. Уровень герметизации воздушной полости варьируется за счет процесса перекачки газа по капиллярам различного радиуса. Для объяснения полученных закономерностей предложена модельная теория в приближении вязкого течения газа по закону Пуазейля, а также привлекаются выводы известной теории распространения звука в молекулярной акустике и теории звукопроводов.

## Материалы и методы

### Колебательная система с сосредоточенными параметрами

Наличие массивной МЖ-перемычки и возвращающей силы, обусловленной пондеромоторным воздействием на МЖ неоднородного магнитного поля кольцевого магнита, а также упругости частично герметизированной воздушной полости позволяет судить о присутствии в рассматриваемой ситуации основных признаков колебательной системы с сосредоточенными параметрами. Запишем дифференциальное уравнение колебательного движения в стандартном виде:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{k}{m_f} \xi = 0, \quad (1)$$

где  $\xi$  – смещение центра масс перемычки;  $\beta$  – коэффициент затухания колебаний;  $k$  – коэффициент упругости;  $m_f$  – масса МЖ-перемычки.

Коэффициент упругости  $k$  представляет собой сумму:

$$k = k_p + k_\sigma + k_g^*, \quad (2)$$

где  $k_p$  – коэффициент пондеромоторной упругости, обусловленный взаимодействием МЖ-перемычки с магнитным полем;  $k_\sigma$  – коэффициент упругости за счет поверхностного натяжения МЖ;  $k_g^*$  – коэффициент упругости газовой полости, зависимый от «пропускной» способности газа по капилляру.

Герметизация воздушной полости под перемычкой придает ей «обычную» упругость газового типа с коэффициентом упругости  $k_g$ . Коэффициент упругости газовой полости получен в [10]. Если изолируемая газовая камера является частью цилиндрической трубки высотой  $h_0$ , то

$$k_g = \frac{\gamma \pi d^2 P_0}{4h_0}, \quad (3)$$

где  $P_0$  – давление газа в полости в отсутствие колебаний;  $\gamma$  – коэффициент Пуассона для газа (для воздуха  $\gamma = 1,4$ );  $d$  – диаметр трубки.

Коэффициент  $k_g^* \leq k_g$  из-за утечки газа по капилляру.

Формула для коэффициента упругости, обусловленного поверхностным натяжением, известна [9]:

$$k_\sigma = 16\pi\sigma,$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения МЖ. Отношение  $k_\sigma / k_g \ll 1$ , что позволяет не учитывать в дальнейшем этот параметр.

Выражение для коэффициента пондеромоторной упругости  $k_p$  столбика МЖ в сильном магнитном поле получено в [11; 12], а для перемычки – в приближенной модели в [7–9]. Существенно то, что значение  $k_p$  не зависит от частоты колебаний. Для МЖ-перемычки  $k_p$  можно определить экспериментально, измерив частоту колебаний системы с перемычкой, удерживаемой силами магнитной левитации,  $\omega_0$  и рассчитывая этот параметр по формуле

$$k_p = m_f \omega_0^2. \quad (4)$$

Общее решение уравнения (1) имеет известный вид

$$\xi = \xi_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \psi),$$

где  $\xi_0$ ,  $\psi$  – начальные значения амплитуды и фазы колебания;  $\beta$  – коэффициент затухания колебаний.

Если МЖ-перемычка находится только под воздействием пондеромоторной силы, то частота колебаний  $\omega$  выражается как

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta_0^2}, \quad (5)$$

где  $\omega_0^2 \equiv k_p / m_f$ ;  $\beta_0$  – коэффициент затухания в колебательной системе без присоединенной полости.

Если же в колебательную систему входит неполностью герметизированная воздушная полость с коэффициентом упругости  $k_g^*$ , то

$$\omega = \sqrt{\omega_1^2 - \beta_1^2}, \quad (6)$$

где  $\omega_1^2 = (k_p + k_g^*) / m_f$ ;  $\beta_1$  – коэффициент затухания в колебательной системе с присоединенной полостью.

### «Равновесный» процесс колебательного течения газа по капилляру

Считая газ, протекающий по капилляру несжимаемым (скорость его лами-

нарного течения значительно меньше скорости звука), воспользуемся известной формулой Пуазейля:

$$\frac{\Delta V^e}{\Delta t} = \frac{\pi r^4 \Delta P}{8l\eta_g}, \quad (7)$$

где  $\Delta V^e$  – количество воздуха, прошедшего через капилляр при равновесном процессе за время  $\Delta t$ ;  $r$  – радиус капилляра ( $r \ll d/2$ );  $l$  – длина капилляра;  $\eta_g$  – вязкость воздуха;  $\Delta P$  – перепад давления на концах капилляра. В данном случае и далее под термином «равновесное» понимается модель ламинарного течения газа слоями без перемешивания с параболическим распределением скорости по сечению капилляра (закон Пуазейля).

Для анализа используемых формул и их применения в обсуждении полученных экспериментальных данных необходимо ввести разъяснения по поводу термина «капиллярная трубка» или «капилляр». В работе [13] показано, что для капиллярных трубок колебательное течение вязкой среды подчиняется закону Пуазейля. Критерием является неравенство  $r < 2\sqrt{2\eta_g / \omega\rho_g}$ , которое в нашем случае выполняется и для «узких», и для «широких» капилляров. В трубках «большого» радиуса это условие может не выполняться. Течение вязкой среды в них приобретает характер поршневого вида, когда движение частиц сосредоточено в узкой пристеночной области (модель Гельмгольца). Именно это обстоятельство позволяет использовать формулу (7) и все последующие выражения в предположении «равновесного» течения воздуха по капилляру.

Пусть давление в газовой полости изменяется по гармоническому закону  $\Delta p = \Delta p_0 \cdot \cos \omega t$ . Переменное давление  $\Delta p$  накладывается на постоянное внешнее

давление  $P_0$ , причем  $\Delta p_0 \ll P_0$ . Тогда амплитудное значение равновесных колебаний объема

$$\delta V_0^e = \frac{\pi r^4 \Delta p_0}{8l\eta_g \omega}. \quad (8)$$

Приращение объема газовой полости  $V_0$  при смещении МЖ-перемычки за счет сжатия и утечки газа через капилляр

$$\Delta V_0 = -\frac{V_0}{\gamma P_0} \Delta p_0 - \frac{\pi r^4}{8l\eta_g \omega} \Delta p_0. \quad (9)$$

Поскольку

$$\Delta V_0 = S\xi_0,$$

где  $S$  – площадь поперечного сечения трубки;  $\xi_0$  – амплитуда смещения перемычки, то

$$S^2 \xi_0 = -\left( \frac{V_0}{\gamma P_0} + \frac{\pi r^4}{8l\eta_g \omega} \right) \Delta F_0, \quad (10)$$

где  $\Delta F_0$  – амплитуда силы, придавливающей полость.

Из (10) следует выражение, аналогичное закону Гука:

$$\Delta F_0 = -\left( \frac{V_0}{\gamma P_0} + \frac{\pi r^4}{8l\eta_g \omega} \right)^{-1} \cdot S^2 \xi_0, \quad (11)$$

Если газовая полость имеет форму цилиндрической трубки, то (11) можно представить в виде

$$\Delta F_0 = -\left( \frac{\pi d^2 h_0}{4\gamma P_0} + \frac{\pi r^4}{8l\eta_g \omega} \right)^{-1} S^2 \xi_0$$

или

$$\Delta F_0 = -\frac{\gamma \pi d^2 P_0}{4h_0} \left( 1 + \frac{\gamma P_0 r^4}{2d^2 h_0 l \eta_g \omega} \right)^{-1} \cdot \xi_0. \quad (12)$$

Равновесное значение коэффициента газовой упругости системы с капилляром  $k_g^e$  получим из выражения

$$k_g^e = \frac{\gamma \pi d^2 P_0}{4h_0} \left( 1 + \frac{\gamma P_0 r^4}{2d^2 h_0 l \eta_g \omega} \right)^{-1}, \quad (13)$$

или с учетом (4)

$$k_g^e = k_g \left( 1 + \frac{\gamma P_0 r^4}{2d^2 h_0 l \eta_g \omega} \right)^{-1}. \quad (14)$$

Коэффициент «равновесной» упругости  $k_g^e$  в предлагаемой приближенной теории заменяет параметр  $k_g^*$ , априорно включенный в выражение (2).

Если зафиксировать частоту  $\omega$ , то для «широкого» капилляра

$$\frac{\gamma P_0 r^4}{2l \eta_g d^2 h_0 \omega} \gg 1,$$

$$\Delta F_0 = -k_g^e \xi_0 = -k_g \frac{2\eta_g l d^2 h_0 \omega \xi_0}{\gamma P_0 r^4}, \quad (15)$$

для «узкого» капилляра

$$\frac{\gamma P_0 r^4}{2l \eta_g d^2 h_0 \omega} \ll 1,$$

$$\Delta F_0 = -k_g^e \xi_0 = -k_g \left( 1 - \frac{\gamma P_0 r^4}{2d^2 h_0 l \eta_g \omega} \right) \xi_0. \quad (16)$$

В первом и во втором предельном случае соответственно  $k_g^e = 0$  и  $k_g^e = k_g$ .

Пренебрегая в (6) коэффициентом затухания и учитывая переход к принятому приближению  $k_g^* \rightarrow k_g^e$ , запишем

$$\omega_1^2 - \omega_0^2 = \frac{k_g}{m_f} \left[ 1 + \frac{\gamma P_0 r^4}{2l \eta_g d^2 h_0 \omega_1} \right]^{-1}. \quad (17)$$

Учитывая формулу (15), запишем выражение для колебательной системы с «широким» капилляром:

$$\omega_1^2 - \omega_0^2 = \frac{k_g}{m_f} \cdot \frac{2l \eta_g d^2 h_0 \omega_1}{\gamma P_0 r^4}, \quad (18)$$

откуда следует квадратное уравнение для нахождения параметра  $\omega_1$ :

$$\omega_1^2 - \frac{2k_g l \eta_g d^2 h_0}{m_f \gamma P_0 r^4} \cdot \omega_1 - \omega_0^2 = 0. \quad (19)$$

Рассматривая  $r$  в качестве неизвестного члена в уравнении (18), после несложных преобразований находим

$$r = \left[ \left( \frac{k_g}{m_f (\omega_1^2 - \omega_0^2)} - 1 \right) \frac{2l \eta_g d^2 h_0 \omega_1}{\gamma P_0} \right]^{\frac{1}{4}}. \quad (20)$$

С учетом (3) и (15) выпишем выражение для силы реакции:

$$\Delta F_0 = -\frac{\pi d^4 l \eta_g \omega \xi_0}{2r^4}. \quad (21)$$

Для силы, действующей на единицу массы МЖ-перемычки, получим

$$\Delta F / m_f = -\frac{\pi d^4 l \eta_g}{2m_f r^4} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial t}. \quad (22)$$

Из формулы (20) следует, что для «узких» капилляров приращение силы на единицу массы составляет

$$\delta F / m_f = \left( -\frac{\pi \gamma^2 P_0^2 r^4}{8m_f h_0^2 l \eta_g \omega} \right) \cdot \xi_0,$$

или

$$\delta F / m_f = \left( -\frac{\pi \gamma^2 P_0^2 r^4}{8m_f h_0^2 l \eta_g \omega^2} \right) \cdot \omega \xi_0. \quad (23)$$

### «Равновесный» и «динамический» коэффициенты затухания колебаний

Из выражения (22) следует формула для коэффициента затухания, обусловленного «равновесной» перекачкой газа через капилляр, в используемой терминологии – через «широкий» капилляр:

$$\beta_p^e = \frac{\pi d^4 l \eta_g}{4m_f r^4}. \quad (24)$$

Как мы увидим в дальнейшем, значение «равновесного» коэффициента затухания

хания колебаний  $\beta_p^e$  соизмеримо по порядку с коэффициентом затухания при отсутствии в трубке доньшка.

Вместе с тем формула (24) приводит к абсурдному выводу, что при  $r \rightarrow 0$   $\beta_p^e \rightarrow \infty$ .

Чтобы получить выражение для «неравновесного» коэффициента затухания, обусловленного потерями энергии при перекачке газа через капилляр «с запаздыванием», необходимо в выражении (24), как принято в теории акустической релаксации [14; 15], от статической вязкости  $\eta_g$  перейти к динамической вязкости  $\eta_{din}$ :

$$\eta_{din} = \frac{\eta_g}{(1 + \omega^2 \tau^2)}, \quad (25)$$

где  $\tau$  представляет время релаксационного процесса.

«Динамический» коэффициент затухания колебательной системы выражается формулой

$$\beta_p = \frac{\pi d^4 l}{4 m_f r^4} \cdot \frac{\eta_g}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (26)$$

В рамках модельной теории примем, что время установления равновесного значения скорости течения газа  $\tau$  соизмеримо со временем прохождения через капилляр порции газа  $V_0$ . Это время  $\Delta t$  может быть получено из формулы Пуазейля (7), в которой произведена замена  $\Delta V^e \rightarrow V_0$  и введен численный коэффициент  $\psi$ :

$$\tau = \frac{2\psi l \eta_g d^2 h_0}{r^4 \gamma P_0}. \quad (27)$$

Значение численного коэффициента  $\psi$  устанавливается путем подбора для соответствия экспериментальным данным.

В развернутом виде формула (26) принимает вид

$$\beta_p = \frac{\pi d^4 l}{4 m_f r^4} \cdot \frac{\eta_g}{1 + \omega^2 \left( \frac{2\psi l \eta_g d^2 h_0}{r^4 \gamma P_0} \right)^2}. \quad (28)$$

Выражение (28), как функция от  $r$ , обладает экстремумом. Для получения значения  $r_{ex}$  введем обозначение  $\kappa = \kappa / r^4$ ,

где  $\kappa \equiv \frac{2\psi l \eta_g d^2 h_0}{\gamma P_0}$ , тогда (28) принимает

вид

$$\beta_p = \frac{\pi d^4 l}{4 m_f} \cdot \frac{\eta_g}{(r^4 + \omega^2 \kappa^2 / r^4)}. \quad (29)$$

Выполняя стандартные процедуры при нахождении экстремума от выражения в скобках формулы (29) при фиксированном значении  $\omega$ , получим

$$r_{ex} = \sqrt[4]{\omega \kappa}, \quad (30)$$

в развернутом виде

$$r_{ex} = \sqrt[4]{\frac{2\psi l \eta_g h_0 d^2 \omega}{\gamma P_0}}. \quad (31)$$

По формулам (31) и (28) можно рассчитать максимальное значение коэффициента затухания колебательной системы с капиллярами:

$$\beta_{P_{max}}^e = \frac{\pi d^4 l \eta_g}{4 m_f r_{ex}^4}. \quad (32)$$

Из (29) можно получить формулу для «узкого» капилляра:

$$\beta_p = \frac{\pi d^4 l}{4 m_f} \cdot \frac{\eta_g}{\omega^2 \kappa^2 / r^4}. \quad (33)$$

После подстановки в (33) выражения для  $\kappa$  получим формулу для расчета коэффициента затухания:

$$\beta_p = \frac{\pi \gamma^2 P_0^2 r^4}{16 m_f \eta_g h_0^2 l \psi^2 \omega^2}. \quad (34)$$

Таким образом, в отличие от равновесной модели из релаксационной теории следует, что при  $r \rightarrow 0$   $\beta_p \rightarrow 0$ .

Из формулы (28) процесс отклонения статической вязкости от динамической вязкости начинается на частоте колебаний, при которой в формуле (28)  $\omega^2 \tau^2 = 1$ . Называя эту частоту «критической» и обозначая  $v_{cr}$ , можно записать

$$v_{cr} = \frac{r^4 \gamma P_0}{4\pi \psi l \eta_g d^2 h_0}. \quad (35)$$

### Методика измерений и физико-химические свойства исследуемого образца

Блок-схема экспериментальной установки показана на рисунке 1. Порция магнитной жидкости 1 объемом  $1,5 \text{ см}^3$  (массой  $m_f = 0,00187 \text{ кг}$ ), внесенная при помощи медицинского шприца в стеклянную трубку 2 в область максимального магнитного поля кольцевого магнита 3, перекрывает сечение трубки диаметром 12 мм (МЖ-перемычка).

В исследовании использовался неодимовый кольцевой магнит (сплав NdFeB) размером  $60 \times 24 \times 10 \text{ мм}$ . Напряженность магнитного поля в центре магнита, измеренная с помощью миллитесламера ТПУ-01 с погрешностью 2,5%, составляет 220 кА/м.

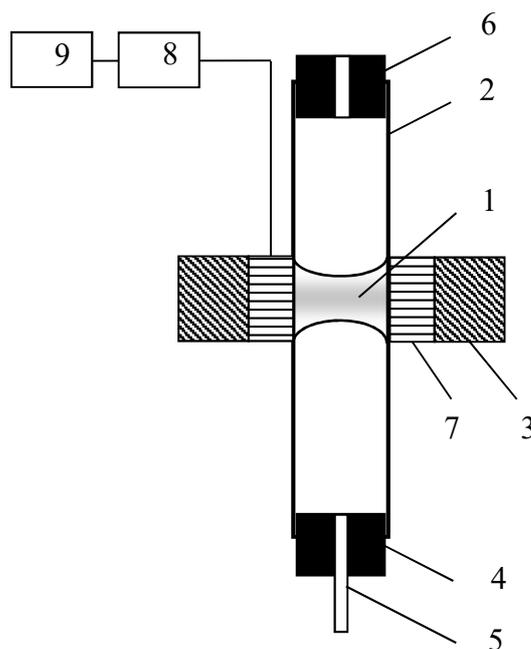
В процессе измерений реализуются три варианта функционирования установки: 1-й вариант использует МЖ-перемычку, подвешенную за счет магнитной левитации (опыт «без дна»); 2-й вариант, когда МЖ-перемычка изолирует воздушную полость, образованную вставленной снизу пробочкой (опыт «с дном»); 3-й вариант, при котором в доньшко трубки вставлена пробочка с капилляром. Таким образом, нижнее основание трубки

либо остается открытым, либо закрывается пробочкой 4 с капилляром 5 или без него.

Между нижней свободной поверхностью МЖ и пробочкой образуется объем воздуха, степень герметизации которого находится в зависимости от линейных размеров капилляра и оказывается максимальной при его перекрытии. Высота изолированной полости и полости «с неполной герметизацией» в трубке устанавливается на трех фиксированных уровнях  $h_0$ : 20, 30 и 40 мм.

Для возбуждения колебаний МЖ-перемычки используется резиновая пробочка с отверстием 6, которая вставляется в верхний торец трубки. Между пробочкой и свободной поверхностью жидкости имеется воздушная полость. Выдергивание пробочки с перекрытым отверстием из трубки обуславливает скачок давления в газовой полости. В процессе измерений разрыв перемычки не допускается.

Для индикации осциллограмм используется катушка индуктивности 7, а также усилитель GVT-427B 8 и цифровой осциллограф GwInstek GDS-72072 9. Катушка индуктивности имеет 1900 витков, намотанных медным проводом диаметром 0,071 мм на каркасе из оргстекла. Каркас жестко вставлен в отверстие кольцевого магнита, но между ним и поверхностью трубки имеется узкий зазор, который позволяет перемещать магнит и МЖ-перемычку для установки нужного положения. Функциональные возможности осциллографа по определению частоты колебаний допускают два знака после запятой в диапазоне частот  $\leq 100 \text{ Гц}$ . Коэффициенты затухания колебательной системы  $\beta$  получены с использованием огибающих кривых осциллограмм – линий тренда.



**Рис. 1.** Блок-схема экспериментальной установки: 1 – магнитная жидкость; 2 – трубка из оргстекла; 3 – кольцевой магнит; 4 – пробочка с капилляром; 5 – капилляр; 6 – резиновая пробочка с отверстием для возбуждения колебаний; 7 – катушка индуктивности; 8 – усилитель GVT-427B; 9 – осциллограф GwInstek GDS-72072

**Fig. 1.** Block diagram of the experimental setup: 1 – magnetic fluid; 2 – plexiglass tube; 3 – ring magnet; 4 – capillary plug; 5 – capillary; 6 – rubber plug with a hole for excitation of vibrations; 7 – inductor; 8 – GVT-427B amplifier; 9 – GwInstek GDS-72072 oscilloscope

Измерение радиуса капилляров выполнено на цифровом голографическом микроскопе Lyncée tec R2100, который с приложенным объективом LEICA 10x обеспечивает латеральное разрешение 0,8 мкм.

В работе исследовался образец МЖ на основе высокодисперсного магнетита  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , стабилизированного поверхностно-активным веществом – олеиновой кислотой  $\text{C}_8\text{H}_{17}\text{CH}=\text{CH}(\text{CH}_2)_7-\text{COOH}$ . В качестве дисперсионной среды (жидкости-носителя) использовался авиационный керосин ТС-1. Образец МЖ синтезирован в Проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики Ивановского государственного энергетического университета. Плотность исследуемого образца  $\rho = 1245 \text{ кг/м}^3$ .

Кривая намагничивания МЖ получена в лаборатории наномасштабной акустики ЮЗГУ на основе баллистического

метода. По полученным данным рассчитана намагниченность насыщения  $M_s = 39,5 \text{ кА/м}$ . Сдвиговая вязкость  $\eta$  измерена на вискозиметре Brookfield DV2T; её значение составляет 34,8 мПа·с при скорости сдвига 79,200 1/с.

Массив экспериментальных данных получен в интервале температур  $25 \pm 0,2^\circ\text{C}$ . При анализе осциллограмм, фиксируемых в измерительном блоке, применяется программа, разработанная в среде NI LabVIEW.

С использованием технологии печати на 3D-принтере Picaso 3D Designer и лазерного раскроя материала на комплексе Raylogic 11G 1290 были изготовлены каркас катушки индуктивности, держатели трубки, а также другие конструкционные элементы, что позволило снизить потери упругой энергии и улучшить помехозащищенность экспериментальной установки.

## Результаты и их обсуждение

### Частота колебаний

Наблюдаемые осциллограммы колебаний МЖ-перемычки в трубке без доньшка, с доньшком и с капилляром имеют типичный вид затухающих колебаний системы с сосредоточенными параметрами. Следует отметить достаточно высокую степень воспроизводимости результатов эксперимента: при одной и той же заправке трубки жидкостью каждое последующее из 12 выдерживаний пробочки возбуждает колебания, частота которых и

коэффициент затухания отличаются соответственно на  $\leq 0,1\%$  и  $\leq 1\%$ .

Частота колебаний и коэффициент затухания в опытах «без доньшка» до начала и по окончании измерений оказались в том же соотношении.

В таблице 1 приведена частота колебаний  $\nu$ , измеренная в опытах «с дном» и в опытах «без дна», а также с применением капилляров № 1–5. В таблице 1 приведены также соответствующие значения коэффициента затухания.

Таблица 1. Значения экспериментальных данных

Table 1. Values of experimental data

$h_0$ , мм	Без дна	С дном	С капилляром					
			№ 1 ( $r = 0,1585$ мм)	№ 2 ( $r = 0,1735$ мм)	№ 3 ( $r = 0,3$ мм)	№ 4 ( $r = 0,807$ мм)	№ 5 ( $r = 1,425$ мм)	
20	$\beta$ , $c^{-1}$	27	45	49	49	71	48	31
	$\nu$ , Гц	55,0	112	112	113	115	47,6	52,0
30	$\beta$ , $c^{-1}$	27	48	52	52	70	54	32
	$\nu$ , Гц	55,0	99	99	99	103	47,2	51,6
40	$\beta$ , $c^{-1}$	28	47	50	50	65	51	31
	$\nu$ , Гц	55,3	92,2	92,2	92,4	93,7	47,8	51,9

Обращает на себя внимание то, что при всех значениях  $h_0$  наблюдается резкий спад частоты колебаний с переходом от «узких» капилляров № 1–3 к «широким» капиллярам № 4–5, а также совпадение частоты колебаний установки «с дном» и установки с капилляром № 1. Последнее может объясняться тем обстоятельством, что наличие капилляра № 1 «практически» не нарушает герметизацию воздушной полости МЖ-перемычкой. Этот вывод согласуется с теорией прохождения звуковой волны через границу соединения труб различного радиуса. Так, в [16] приводится выражение для отношения потока энергии из трубки с большей площадью сечения  $S_1$  в трубку с меньшей площадью  $S_2$  (в нашем случае – капилляр), величина которого  $D$ :

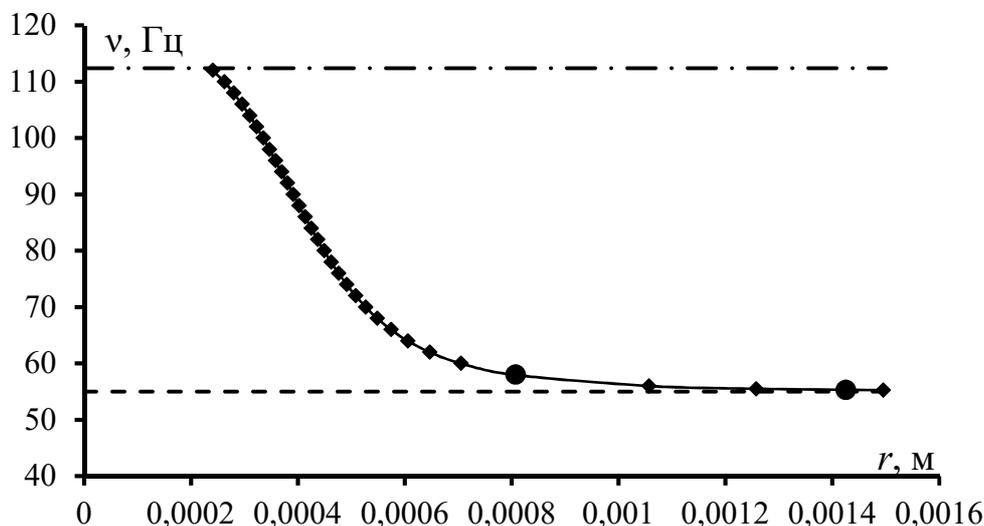
$$D = 1 - \left( \frac{S_1 - S_2}{S_1 + S_2} \right)^2 \approx 4S_2 / S_1 = 4(d_2 / d)^2,$$

где  $d_2$  – диаметр капилляра, т. е. составляет очень малую величину.

По формуле (20) для полости с  $h_0 = 2$  см получен массив расчетных значений  $r$  в диапазоне частоты 55–112 Гц с шагом 2 Гц (в окрестности частоты 55 Гц – шаг 1 Гц). При этом значение  $\omega_0$  определяется из опыта «без дна» в пренебрежении коэффициентом затухания. Рассматривая этот массив данных как набор частот, соответствующих определенному значению радиуса капилляра, можно перейти к графическому представлению зависимости  $\nu(r)$ , показанному на рисунке 2. Кубиками нанесены расчетные результаты, при этом

последовательность расчетных частот аппроксимируется плавной тонкой линией. Пунктирной линией показана частота колебаний при открытой трубке (опыт «без

дна»), штрихпунктирной линией – частота колебаний при закрытой трубке (опыт «с дном»).



**Рис. 2.** График зависимости частоты колебаний от радиуса капилляра для полости  $h_0 = 2$  см, полученный на базе массива расчетных данных по формуле (20). Черными кружками показаны решения квадратного уравнения (19)

**Fig. 2.** Graph of the dependence of the oscillation frequency on the capillary radius for the cavity  $h_0 = 2$  cm, obtained on the basis of an array of calculated data according to the formula (20). Black circles show solutions of the quadratic equation (19)

Ход расчетной зависимости  $\nu(r)$ , показанный на рисунке 2, в соответствии с данными таблицы 1, характеризуется резким спадом частоты с переходом от «узких» капилляров к «широким» капиллярам, а в ее нижней части имеет тенденцию приближения к пунктирной линии, представляющей частоту колебаний при открытой трубке. Решения квадратного уравнения (19) (из двух решений сохраняем только решение с положительным знаком), обозначенные черными кружками, как и должно быть, принадлежат аппроксимирующей тонкой линии.

Резкое снижение частоты колебаний свидетельствует о сильном уменьшении упругости газовой полости с переходом от «узких» капилляров к «широким» капиллярам.

### Коэффициент затухания

Диссипация упругой энергии в рассматриваемой колебательной системе с инерционным элементом в виде столбика МЖ в трубке в основном вызвана одновременным действием трех физических механизмов:

1. Потери энергии при колебаниях мембраны, состоящей из вязкой магнитной жидкости.
2. Излучение энергии упругих колебаний в элементы конструкции и окружающую среду.
3. Потери энергии на перекачку газа через капилляр.

Потери энергии, связанные с колебаниями МЖ-перемычки как мембраны и излучением упругой энергии, могут быть оценены из опыта для колебаний по значению коэффициента затухания на частоте  $\approx 55$  Гц при открытой полости (опыт «без

дна»), а также на частоте  $\approx 100$  Гц по значению коэффициента затухания при закрытой полости (опыт «с дном»).

В процесс диссипации энергии вносит вклад и механизм излучения электромагнитной энергии (за счет которого происходит фиксация колебаний индукционным датчиком), однако его вклад составляет небольшую часть общих потерь.

Можно полагать, что вклад механизма излучения упругой энергии при минимальных конструктивных изменениях в процессе измерений остается постоянным [17–19].

Коэффициент затухания, обусловленный всеми видами потерь, кроме третьего,

обозначим  $\beta_s$ . Результирующий коэффициент затухания представим как сумму:

$$\beta = \beta_s + \beta_p, \quad (36)$$

причем в качестве  $\beta_s$  для «узких» капилляров, практически герметизирующих воздушную полость, будем брать коэффициент затухания колебательной системы «с дном», а для «широких» капилляров, которые почти полностью снимают герметизацию полости, будем брать коэффициент затухания колебательной системы «без дна».

По формуле (27) рассчитывается время релаксации  $\tau$ , представленное в таблице 2.

**Таблица 2.** Время релаксации  $\tau$ , с

**Table 2.** Relaxation time  $\tau$ , s

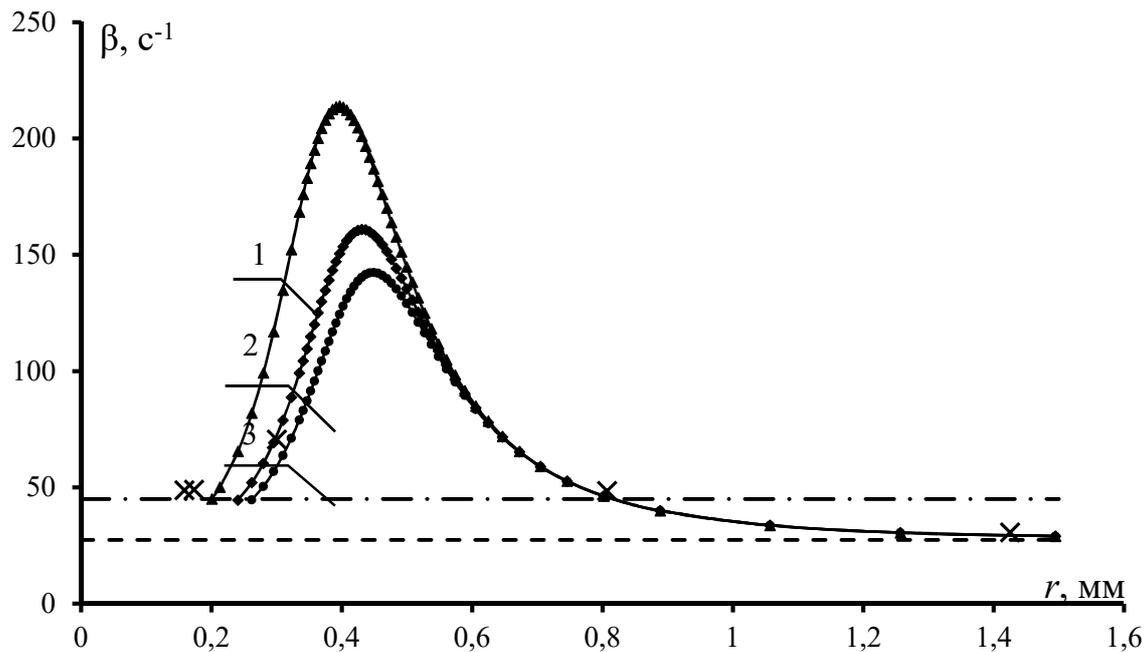
$r$ капилляра, м	$h_0$ , м		
	0,02	0,03	0,04
0,0001585	0,088	0,132	0,176
0,0001735	0,061	0,092	0,123
0,0003	0,007	0,010	0,014
0,000807	0,00013	0,00020	0,00026
0,001425	0,00001	0,00002	0,00003

Для «узких» капилляров время релаксации относительно велико, для «широких» – относительно мало, что физически представляется очевидным. «Ожидаемой» является также тенденция увеличения  $\tau$  по мере возрастания  $h_0$ .

На рисунке 3 крестиками показаны экспериментальные данные для коэффициента затухания системы с газовой полостью  $h_0 = 2$  см и капиллярами № 1–5 в очередности возрастания  $r$  вдоль оси абсцисс. Пунктирной линией представлен коэффициент затухания при открытой трубке (опыт «без дна»), штрихпунктирной линией – коэффициент затухания при закрытой трубке (опыт «с дном»). Для воздушной полости с  $h_0 = 2$  см,  $h_0 = 3$  см и

$h_0 = 4$  см, а также для установок с открытой и закрытой трубкой, численные значения для коэффициента затухания приведены в таблице 1. Зависимость  $\beta(r)$  для воздушных полостей с  $h_0 = 3$  см,  $h_0 = 4$  см характеризуются качественно сходной зависимостью с воздушной полостью  $h_0 = 2$  см. При этом максимальное значение  $\beta$  приходится на капилляр с радиусом 0,3 мм.

Кривые 1, 2 и 3 на рисунке 3 являются результатом релаксационной теории. Получение их основано на использовании выражения (28) и учета взаимосвязи параметров  $\nu$  и  $r$ , примененной ранее для построения графика на рисунке 2.



**Рис. 3.** Зависимость коэффициента затухания от радиуса капилляра для газовой полости  $h_0 = 2$  см. Крестиками показаны экспериментальные данные. Пунктирной линией представлен коэффициент затухания на установке «без дна», штрихпунктирной линией – коэффициент затухания на установке «с дном»

**Fig. 3.** Dependence of the attenuation coefficient on the capillary radius for the gas cavity  $h_0 = 2$  cm. The crosses show experimental data. The dotted line represents the attenuation coefficient on the installation "without a bottom", the dashed line represents the attenuation coefficient on the installation "with a bottom"

Представленные зависимости  $\beta(r)$  различаются по численному значению  $\psi$ . Так, кривая 1 – для  $\psi = 1$ , кривая 2 – для  $\psi = 1,5$ , кривая 3 – для  $\psi = 1,8$ . Кривая 2 проходит через 3 крестика (экспериментальные значения  $\beta$ ), что позволяет предпочесть в качестве реперного значения  $\psi = 1,5$ .

Все кривые  $\beta(r)$  имеют максимумы.

Процесс отклонения статической вязкости от динамической вязкости начинается на «критической» частоте колебаний, определяемой по формуле (35). Рассчитанные значения  $\nu_{cr}$  представлены в таблице 3.

**Таблица 3.** Критическое значение частоты  $\nu_{cr}$ , Гц

**Table 3.** Critical frequency value  $\nu_{cr}$ , Hz

$r$ капилляра, м	$h_0$ , м		
	0,02	0,03	0,04
0,0001585	1,8	1,2	0,9
0,0001735	2,6	1,7	1,3
0,0003	23	16	12
0,000807	1220	811	608
0.001425	11820	7880	5910

Релаксационное запаздывание для «узких» капилляров начинается уже в области инфразвуковых частот, в то время как для «широких» капилляров эта область находится в килогерцовом диапазоне частот, т. е. за пределами исследуемого диапазона частот. Выражение (23) позволяет записать формулу для дополнительного затухания, обусловленного трением воздуха при равновесном прохождении газа через «узкий» капилляр:

$$\beta_2 = \frac{\gamma^2 \pi P_0^2 r^4}{16 m_f l \eta_g h_0^2 \omega^2}. \quad (37)$$

Выражения для коэффициента затухания (34) и (37) отличаются только коэффициентом  $\psi$ , что является следствием

обоснованного выбора формулы для времени релаксации (27). Можно считать, что процесс релаксации накладывает ограничение на вид течения газа по капиллярам, учитывающее «пропускную» способность капилляров. При этом «параболическое» распределение скорости по радиусу капилляра, по-видимому, остается неизменным. Уменьшается только максимальное значение скорости в центре капилляра и, соответственно, средняя скорость по сечению.

Расчет  $r_{ex}$  по формуле (31) приводит к значениям, представленным в таблице 4. При подсчете принято:  $\psi = 1,5$ ;  $\nu = 100$  Гц;  $\gamma = 1,4$ ;  $P_0 = 105$  Па.

**Таблица 4.** Радиус капилляра  $r_{ex}$  и максимальный коэффициент затухания  $\beta_{P_{max}}^e$

**Table 4.** Capillary radius  $r_{ex}$  and maximum attenuation coefficient  $\beta_{P_{max}}^e$

Показатели	$h_0$ , м		
	0,02	0,03	0,04
$r_{ex}$ , м	0,000432	0,000478	0,000514
$\beta_{P_{max}}^e$ , с <sup>-1</sup>	225	150	112

С увеличением  $h_0$  возрастает  $r_{ex}$ , при этом значение  $\beta_{P_{max}}^e(r)$  уменьшается.

Таким образом, как экспериментально, так и теоретически установлена немонотонная зависимость коэффициента затухания от радиуса капилляра, заключающаяся в резком возрастании и после достижения максимума плавном снижении значения коэффициента затухания с увеличением радиуса капилляра.

Приравнявая выражения для коэффициентов затухания (24) и (37)

$$\frac{\pi d^4 \eta_g l}{4 m_f r^4} = \frac{\gamma^2 \pi P_0^2 r^4}{16 m_f l \eta_g h_0^2 \omega^2},$$

находим формулу для вычисления соответствующего радиуса капилляра

$$r = \sqrt[4]{\frac{2 d^2 \eta_g l h_0 \omega}{\gamma P_0}}.$$

Принимая значение  $\nu = 100$  Гц,  $h_0 = 2$  см, получим  $r = 0,39$  мм,  $\beta = 339$  с<sup>-1</sup>.

Следовательно, предложенная модельная теория вибрационного течения газа по капиллярам в дополнение к экспериментальным данным предсказывает аномально большие значения коэффициентов затухания, т. е. практически полное демпфирование колебательной системы с инерционным элементом – МЖ.

Использование полученных данных целесообразно при конструировании новых амортизаторов, поскольку магнитожидкостный демпфер с капиллярами способен погашать низкочастотные колебания.

Отдельные выводы могут быть перенесены на другие, в том числе «твердотельные» системы. В качестве примера можно привести вибрационный преобразователь с цилиндрической оболочкой из высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) [20]. При наличии двух воздушных камер по обоим торцам магнитной системы демпфирование колебаний возможно за счет перетекания газа в зазоре между оболочкой и инерциальным элементом.

### Заключение

В данной работе впервые проведены экспериментальные исследования демпфирования колебательной системы с неполной герметизацией воздушной полости магнитной жидкостью за счет применения капилляров.

Для объяснения полученных закономерностей предложена модельная теория в приближении вязкого течения газа по закону Пуазейля, а также привлекаются выводы известной релаксационной теории

молекулярной акустики и теории звукопроводов.

На вид вибрационного течения газа по капиллярам механизм релаксации накладывает ограничение, учитывающее «пропускную» способность капилляров.

«Параболическое» распределение скорости газа по радиусу капилляра, по видимому, остается неизменным, но при этом уменьшается максимальное значение скорости в центре капилляра и, соответственно, средняя скорость по сечению.

Предложенная модель объясняет наличие максимума на зависимости коэффициента затухания от радиуса капилляра и его уменьшение при увеличении объема (высоты) газовой полости.

Вместе с тем модельная релаксационная теория вибрационного течения газа по капиллярам, предсказывая практически полное демпфирование колебательной системы с капиллярами определенного радиуса, не претендует на получение высокоточных расчетных данных.

### Список литературы

1. Шульман З. П., Кордонский В. И. Магнитореологический эффект. Минск: Наука и техника, 1982. 184 с.
2. Sapiński B., Horak W. Rheological properties of MR fluids recommended for use in shock absorbers // *Acta mechanica et automatic*. 2013. Vol. 7, no. 2. P. 107–110. <http://doi.org/10.2478/ama-2013-0019>.
3. Instabilities of a pressure-driven flow of magnetorheological fluids / L. Rodriguez-Arco, P. Kuzhir, M. T. López-López, G. Bossis, J. D. G. Durán // *Journal of Rheology*. 2013. Vol. 57, no. 4. P. 1121–1146. <http://doi.org/10.1122/1.4810019>.
4. Moghadam M. G. E., Shahmardan M. M., Norouzi M. Dissipative particle dynamics modeling of a mini-MR damper focus on magnetic fluid // *Journal of Molecular Liquids*. 2019. Vol. 283. P. 736–747. <http://doi.org/10.1016/j.molliq.2019.03.131>
5. Rosensweig R. E., Kaiser R., Miskolczy G. Viscosity of magnetic fluid in a magnetic field // *Journal of Colloid and Interface Science*. 1969. Vol. 29, no. 4. P. 680–686. [http://doi.org/10.1016/0021-9797\(69\)90220-3](http://doi.org/10.1016/0021-9797(69)90220-3)
6. Шлиомис М. И. Эффективная вязкость магнитных суспензий // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1971. Т. 61, № 6. С. 2411–2418.
7. Resonance properties of magnetic fluid sealants / G. V. Karpova, O. V. Lobova, V. M. Polunin, E. B. Postnikov, E. K. Zubarev // *Magnetohydrodynamics*. 2002. Vol. 38. P. 385–390. <http://doi.org/10.22364/mhd>.
8. Исследование свойств магнитожидкостной мембраны / Ю. Ю. Каменева, Г. В. Карпова, В. В. Коварда, О. В. Лобова, В. М. Полуниин // *Акустический журнал*. 2005. Т. 51, № 6. С. 778–786.
9. Полуниин В. М. Акустические свойства нанодисперсных магнитных жидкостей / под ред. С. М. Рытова. М.: Физматлит, 2012. 384 с.

10. Рэлей Дж. В. С. Теория звука / под ред. С. М. Рытова. 2-е изд. М.: Гостехиздат, 1955. Т. 2. 476 с.
11. Free oscillations of magnetic fluid in strong magnetic field / V. M. Polunin, P. A. Ryapolov, V. B. Platonov, A. E. Kuz'ko // *Acoustical Physics*. 2016. Vol. 62, no. 3. P. 313–318. <http://doi.org/10.1134/S1063771016030131>.
12. Elasticity of a magnetic fluid in a strong magnetic field / V. M. Polunin, P. A. Ryapolov, V. B. Platonov, E. V. Sheldeshova, G. V. Karpova, I. M. Aref'ev // *Acoustical Physics*. 2017. Vol. 63, no. 4. P. 416–423. <http://doi.org/10.1134/S1063771017040108>.
13. Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во МГУ, 1960. 336 с.
14. Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П. Основы молекулярной акустики. М.: Наука, 1964. 515 с.
15. Литовиц Т., Дэвис К. Структурная и сдвиговая релаксация в жидкостях. Физическая акустика. М.: Наука, 1968. Т. 2. С. 298–370.
16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. Т. 6. 736 с.
17. Polunin V. M., Voev M. L., Tan M. M., Karpova G. V., Roslyakova L. I. Elastic properties of a magnetic fluid with an air cavity retained by levitation forces // *Acoustical Physics*. 2013. Vol. 59, no. 1, P. 56–61. <http://doi.org/10.1134/S1063771012060127>.
18. Viscosity of magnetic fluid in oscillation system in a strong magnetic field / V. M. Polunin, P. A. Ryapolov, A. I. Zhakin, E. V. Shel'deshova // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*. IOP Publishing. 2019. Vol. 581, no. 1. P. 012017. <http://doi.org/10.1088/1757-899X/581/1/012017>.
19. Shear and oscillations of the magnetic fluid column in a strong magnetic field / V. M. Polunin, S. G. Yemelyanov, P. A. Ryapolov, E. V. Shel'deshova // *Magnetohydrodynamics (0024-998X)*. 2017. Vol. 53, no. 3. <http://doi.org/10.22364/mhd>.
20. Вибрационный преобразователь с магнитной левитацией / А. В. Гладилин, В. А. Пирогов, И. П. Голямина, Ю. В. Кулаев, П. А. Курбатов, Е. П. Курбатова // *Акустический журнал*. 2015. Т. 61, no. 3. С. 409–409.

## References

1. Shulman Z. P., Kordonsky V. I. Magnitoreologicheskii effekt [Magnetorheological effect]. Minsk, Nauka i tekhnika Publ., 1982. 184 p.
2. Sapiński B., Horak W. Rheological properties of MR fluids recommended for use in shock absorbers. *Acta mechanica et automatica*, 2013, vol. 7, no. 2, pp. 107–110. <http://doi.org/10.2478/ama-2013-0019>
3. Rodriguez-Arco L., Kuzhir P., López-López M. T., Bossis G., Durán J. D. G. Instabilities of a pressure-driven flow of magnetorheological fluids. *Journal of Rheology*, 2013, vol. 57, no. 4, pp. 1121–1146. <http://doi.org/10.1122/1.4810019>
4. Moghadam M. G. E., Shahmardan M. M., Norouzi M. Dissipative particle dynamics modeling of a mini-MR damper focus on magnetic fluid. *Journal of Molecular Liquids*, 2019, vol. 283, pp. 736–747. <http://doi.org/10.1016/j.molliq.2019.03.131>
5. Rosensweig R. E., Kaiser R., Miskolczy G. Viscosity of magnetic fluid in a magnetic field. *Journal of Colloid and Interface Science*, 1969, vol. 29, no. 4, pp. 680–686. [http://doi.org/10.1016/0021-9797\(69\)90220-3](http://doi.org/10.1016/0021-9797(69)90220-3)
6. Shliomis M. I. Effektivnaya vyazkost' magnitnykh suspenzii [Effective viscosity of magnetic suspensions]. *Zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki = Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1971, vol. 61, no. 6, pp. 2411–2418.
7. Karpova G. V., Lobova O. V., Polunin V. M., Postnikov E. B., Zubarev E. K. Resonance properties of magnetic fluid sealants. *Magnetohydrodynamics*, 2002, vol. 38, pp. 385–390. <http://doi.org/10.22364/mhd>
8. Kameneva Yu. Yu., Karpova G. V., Kovarda V. V., Lobova O. V., Polunin V. M. Issledovanie svoistv magnitnozhidkostnoi membrany [Investigation of the properties of a magnetic fluid membrane]. *Akusticheskii zhurnal = Acoustic Journal*, 2005, vol. 51, no. 6, pp. 778–786.

9. Polunin V. M. Akusticheskie svoystva nanodispersnykh magnitnykh zhidkostei [Acoustic properties of nanodispersed magnetic fluids]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2012. 384 p.
10. Rayleigh J. W. Teoriya zvuka [The Theory of Sound]; ed. by S. M. Rytov. 2<sup>th</sup> ed. Moscow, Gostekhizdat Publ., 1955, vol. 2. 476 p.
11. Polunin V. M., Ryapolov P. A., Platonov V. B., Kuz'ko A. E. Free oscillations of magnetic fluid in strong magnetic field. *Acoustical Physics*, 2016, vol. 62, no. 3, pp. 313–318. <http://doi.org/10.1134/S1063771016030131>
12. Polunin V. M., Ryapolov P. A., Platonov V. B., Sheldeshova E. V., Karpova G. V., Aref'ev I. M. Elasticity of a magnetic fluid in a strong magnetic field. *Acoustical Physics*, 2017, vol. 63, no. 4, pp. 416–423. <http://doi.org/10.1134/S1063771017040108>
13. Rzhavkin S. N. Kurs lektzii po teorii zvuka [Course of lectures on the theory of sound]. Moscow, Moscow St. Univ. Publ., 1960. 336 p.
14. Mikhailov I. G., Solovyov V. A., Syrnikov Yu. P. Osnovy molekulyarnoi akustiki [Fundamentals of molecular acoustics]. Moscow, Nauka Publ., 1964. 515 p.
15. Litovitz T., Davis K. Strukturnaya i sdvigovaya relaksatsiya v zhidkostyakh. Fizicheskaya akustika [Structural and shear relaxation in liquids. Physical acoustics]. Moscow, Nauka Publ., 1968, vol. 2, pp. 298–370.
16. Landau L. D., Lifshitz E. M. Teoreticheskaya fizika. Gidrodinamika [Theoretical physics. Hydrodynamics]. Moscow, Nauka Publ., 1988, vol. 6. 736 p.
17. Polunin V. M., Boev M. L., Tan M. M., Karpova G. V., Roslyakova L. I. Elastic properties of a magnetic fluid with an air cavity retained by levitation forces. *Acoustical Physics*, 2013, vol. 59, no. 1, pp. 56–61. <http://doi.org/10.1134/S1063771012060127>
18. Polunin V. M., Ryapolov P. A., Zhakin A. I., Shel'deshova E. V. Viscosity of magnetic fluid in oscillation system in a strong magnetic field. *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. IOP Publishing*, 2019, vol. 581, no. 1, pp. 012017. <http://doi.org/10.1088/1757-899X/581/1/012017>
19. Polunin V. M., Yemelyanov S. G., Ryapolov P. A., Shel'deshova E. V. Shear and oscillations of the magnetic fluid column in a strong magnetic field. *Magneto hydrodynamics*, 2017, vol. 53, no. 3. <http://doi.org/http://doi.org/10.22364/mhd>
20. Gladilin A. V., Pirogov V. A., Golyamina I. P., Kulaev Yu. V., Kurbatov P. A., Kurbatova E. P. Vibratsionnyi preobrazovatel' s magnitnoi levitatsiei [Vibration transducer with magnetic levitation]. *Akusticheskii zhurnal = Acoustic magazine*. 2015, vol. 61, no. 3, pp. 409–409.

---

### Информация об авторах / Information about the Authors

**Шельдешова Елена Владимировна**, старший преподаватель кафедры нанотехнологий, микроэлектроники, общей и прикладной физики, Юго-Западный государственный университет, г. Курск, Российская Федерация, e-mail: blackberry\_\_@mail.ru, ORCID: 0000-0002-1673-8144

**Elena V. Shel'deshova**, Senior Lecturer of the Department of Nanotechnology, Microelectronics, General and Applied Physics, Southwest State University, Kursk, Russian Federation, e-mail: blackberry\_\_@mail.ru, ORCID: 0000-0002-1673-8144

**Чураев Александр Анатольевич**, аспирант кафедры нанотехнологий, микроэлектроники, общей и прикладной физики, Юго-Западный государственный университет, г. Курск, Российская Федерация, e-mail: tchyalex@yandex.ru

**Alexander A. Churaev**, Post-Graduate Student of the Department of Nanotechnology, Microelectronics, General and Applied Physics, Southwest State University, Kursk, Russian Federation, e-mail: tchyalex@yandex.ru

**Игнатенко Николай Михайлович**, доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры нанотехнологий, микроэлектроники, общей и прикладной физики, Юго-Западный государственный университет, г. Курск, Российская Федерация, e-mail: inmkstu@bk.ru, ORCID: 0000-0002-2807-9887

**Неручев Юрий Анатольевич**, доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики и нанотехнологий, научный руководитель научно-исследовательского центра физики конденсированного состояния, Курский государственный университет, г. Курск, Российская Федерация, e-mail: yuan2003@mail.ru, ORCID: 0000-0002-8087-874X

**Ряполов Петр Алексеевич**, декан ЕНФ, доктор физико-математических наук, доцент, Юго-Западный государственный университет, г. Курск, Российская Федерация, e-mail: r-piter@yandex.ru, ORCID: 0000-0001-7712-0682

**Nikolay M. Ignatenko**, Doctor of Sciences (Physics and Mathematics), Associate Professor, Professor of the Department of Nanotechnology, Microelectronics, General and Applied Physics, Southwest State University Kursk, Russian Federation, e-mail: inmkstu@bk.ru, ORCID: 0000-0002-2807-9887

**Yury A. Neruchev**, Doctor of Sciences (Physics and Mathematics), Professor of the Department of Physics and Nanotechnology, Scientific Supervisor of the Research Center for Condensed Matter Physics, Kursk State University, Kursk, Russian Federation, e-mail: yuan2003@mail.ru, ORCID: 0000-0002-8087-874X

**Petr A. Rjapolov**, Doctor of Sciences (Physics and Mathematics), Associate Professor, Dean of the ENF, Southwest State University, Kursk, Russian Federation, e-mail: r-piter@yandex.ru, ORCID: 0000-0002-7712-0682