

ФОТОХИМИЯ
И МАГНЕТОХИМИЯ

УДК 532.7+537.84

ЧАСТОТНАЯ ДИСПЕРСИЯ КОЭФФИЦИЕНТА СДВИГОВОЙ ВЯЗКОСТИ
И МАГНИТОВЯЗКИЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

© 2020 г. К. Комилов^а, А. К. Зарипов^{а,*}, Убайди Абдул Маджид^б

^аТаджикский национальный университет, Душанбе, Таджикистан

^бБадахшанский университет, Файзабад, Бадахшан, Афганистан

*e-mail: afzal.z@mail.ru

Поступила в редакцию 28.10.2019 г.

После доработки 28.10.2019 г.

Принята к публикации 10.12.2019 г.

На основе статистической теории и модели двухкомпонентной системы получено динамическое выражение для коэффициента объемной и сдвиговой вязкости. На основе выбора потенциальных энергий для межмолекулярных и диполь-дипольных взаимодействий, радиальных функций распределения, а также учета влияния внешнего магнитного поля, проведены расчеты зависимости коэффициентов сдвиговой вязкости магнитных жидкостей, приготовленных на основе воды, керосина и ундекана от частоты и величины внешнего магнитного поля. Продемонстрированы области частотных дисперсий для коэффициентов сдвиговой вязкости исследуемых жидкостей и рассмотрен магнитовязкий эффект, существующий в магнитных жидкостях.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитовязкость, частота, магнитное поле

DOI: 10.31857/S0044453720080166

Когда первые синтезированные магнитные жидкости показали широкую возможность управлять их физическими свойствами внешним магнитным полем, они сразу нашли свое применение в науке, технике и самых различных областях человеческой деятельности. Вместе с тем были развиты различные теории по физико-химическим свойствам магнитных жидкостей, начиная от простых моделей идеальной магнитной жидкости до сложных теорий, учитывающих в них неравновесную намагниченность и другие внутренние явления.

Работы, посвященные макроскопической и микроскопической теории, основанной на модели идеальной магнитной жидкости [1–3], давали хорошее согласие с экспериментами. Однако, эти теории не могли описать такие явления, как сильное уменьшение вязкости с ростом скорости сдвига, сильный магнитовязкий эффект и другие реологические эффекты. Другие теоретические модели, учитывающие эти эффекты, такие как кластерная модель, вейс-модель, цепочечная модель и т.д., подробно проанализированы в обзорах [4, 5], где описаны преимущества и недостатки этих моделей.

Одна из теоретических моделей, использующихся для описания свойств жидкостей, — ячеечная модель (рис. 1), особенность которой заключается в ее связанности со свойствами межмолекулярного взаимодействия и удачном выборе потенциалов взаимодействия между структурными единицами системы. В работе [6] на основе ячеечной модели построена статистическая теория, позволяющая рассматривать магнитную жидкость как совокупность двух независимых подсистем: магнитная подсистема, состоящая из феррочастиц, и молекулярная подсистема, состоящая из молекул жидкости-носителя. Такой подход показывает, что свободные энергии подсистемы дают аддитивный вклад в полную свободную энергию системы, и соответственно термодинамика системы аддитивна по отношению к термодинамикам подсистемы. Независимость подсистем позволяет проводить независимые вычисления их корреляционных функций.

В монографии [7] также на основе представленной ячеечной модели исследованы физические свойства магнитных жидкостей. Рассмотрены магнитная подсистема при слабых и произвольных полях, поведение магнитной восприимчивости в зависимости от параметров системы, а также свободная энергия и магнитостатика системы. Согласно этой модели, некоторый объем V магнитной жидкости содержащий N молекул жидкости-носителя и n феррочастиц, покрытых слоем поверхностно-активного вещества, разбивается на n ячеек так, чтобы в каждой ячейке содержалась одна феррочастица и молекулы жид-

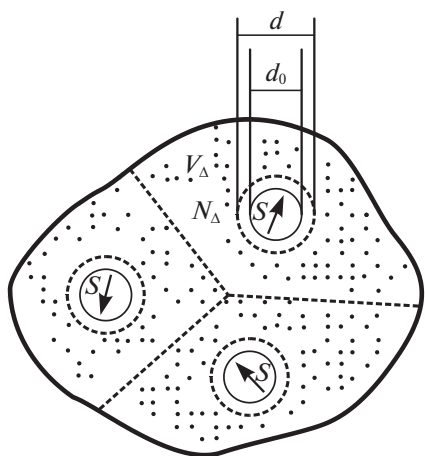


Рис. 1. Ячеечная модель жидкости.

кости-носителя. Объемная концентрация ферро-частиц с диаметром $d \approx 5\text{--}10$ нм считается малой: $\varphi \approx 0.1\text{--}0.001$. В каждой ячейке в среднем будет содержаться $N_{\Delta} = N/n = 10^5\text{--}10^7$ молекул.

При таком разбиении станет возможным: 1) пренебрегать энергией взаимодействия молекул из разных ячеек по сравнению с энергией взаимодействия молекул внутри ячейки; 2) для каждой феррочастицы, кроме феррит-ферритного взаимодействия, учитывается ее взаимодействие с молекулами только из ее ячейки (из-за того, что размер феррочастицы много больше размера молекулы, а убывание потенциала имеет степенной характер, погрешность расчета энергии $\sim N_{\Delta}^{-1/3}$). Таким образом, сделанные допущения позволяют считать ячейки независимыми, и, в силу аддитивного свойства потенциальной энергии, магнитную жидкость можно рассматривать как совокупность двух независимых подсистем: магнитной подсистемы (состоящей из феррочастиц, находящихся во внешнем магнитном поле и взаимодействующих между собой посредством диполь-дипольного потенциала и короткодействующим отталкивательным потенциалом поверхностно-активного слоя) и молекулярной подсистемы (состоящей из молекул жидкости-носителя, взаимодействующих между собой посредством потенциала, имеющего сферически симметричную асимптотику, и диполь-дипольного взаимодействия).

Нами ранее на основе метода кинетической теории были исследованы вязкоупругие, термоупругие и акустические свойства магнитных жидкостей [8–11]. На основе кинетических уравнений для одно- и двухчастичных функций распределения были выведены уравнения обобщенной гидродинамики, получены выражения для коэффициентов переноса, модулей упругости, скоро-

сти и коэффициента поглощения акустических волн, учитывающих внутренние релаксационные процессы. Результаты расчетов по физическим характеристикам магнитной жидкости дали удовлетворительные результаты, качественно согласующиеся с литературными данными. Однако было сделано несколько допущений, которые могли привести к некоторым неточностям.

Как отмечается в [5], во многих теориях при исследовании магнитных жидкостей внимание концентрируется на коллоидной части этой системы. Аналогично, при исследовании электролитов как трехкомпонентных систем, состоящих из ион-ионных и молекулярных подсистем, из-за невероятной сложности задачи прибегают к теории Дебая, где растворитель рассматривают как некоторую сплошную среду с диэлектрической проницаемостью ϵ , а ионную подсистему описывают уравнениями статистической механики [10].

В наших работах на основании этих представлений кинетические уравнения были построены таким образом, что описывали эволюцию феррочастиц в однородной среде жидкости-носителя. Вклад жидкости-носителя в изменение свойств магнитной жидкости в этом случае учитывался только посредством диэлектрической проницаемости. Проведенные расчеты по вязкостным свойствам для умеренных концентраций удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными в отличие от результатов расчетов для концентрированных магнитных жидкостей. Также эти выражения не могут описать сильные магнитовязкие эффекты, проявляющиеся при нахождении магнитной жидкости во внешнем магнитном поле.

В связи с этим в данной работе на основании ячейечной модели магнитную жидкость рассматриваем как бинарную систему, состоящую из компонентов ферритной f и молекулярной s части. Тогда кинетические уравнения для одночастичной $f_1(\mathbf{q}_1, \mathbf{p}_1, t)$ и двухчастичной $f_2(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, t)$ функций распределения необходимо записать для обоих сортов частиц. Обычно для двухкомпонентных систем с компонентами a и b для учета корреляции распределения частиц обоих сортов двухчастичную функцию распределения выбирают как функцию координат и импульсов частиц сортов a и b , т.е. $f_2(\mathbf{q}_1^{(a)}, \mathbf{q}_2^{(b)}, \mathbf{p}_1^{(a)}, \mathbf{p}_2^{(b)}, t)$. Поскольку в данной модели подсистемы считаются независимыми, двухчастичная функция распределения, описывающая определенную подсистему, является функцией координат и импульсов только данной подсистемы, т.е. $f_2(\mathbf{q}_1^{(f)}, \mathbf{q}_2^{(f)}, \mathbf{p}_1^{(f)}, \mathbf{p}_2^{(f)}, t)$ и $f_2(\mathbf{q}_1^{(s)}, \mathbf{q}_2^{(s)}, \mathbf{p}_1^{(s)}, \mathbf{p}_2^{(s)}, t)$.

Таким образом, обозначая массу и концентрацию частицы сорта $i = f, s$ системы через m_i и n_i , кинетические уравнения, соответствующие компоненту i , запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_{li}}{\partial t} + \frac{p_1^\alpha}{m_i} \frac{\partial f_{li}}{\partial q_1^\alpha} + F^\alpha(\mathbf{q}_1, t) \frac{\partial f_{li}}{\partial p_1^\alpha} - \\ & - \int \frac{\partial \Phi_i(|\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2|)}{\partial q_1^\alpha} \frac{\partial f_{2i}}{\partial p_1^\alpha} d\mathbf{q}_2 dp_2 = \end{aligned} \quad (1)$$

$$= \beta_i \frac{\partial}{\partial p_1^\alpha} \left[\frac{\tilde{p}_1^\alpha}{m_i} f_{li} + kT(\mathbf{q}_1, t) \frac{\partial f_{li}}{\partial p_1^\alpha} \right],$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_{2i}}{\partial t} + \sum_{n=1}^2 \left[\frac{p_n^\alpha}{m_i} \frac{\partial f_{2i}}{\partial q_n^\alpha} + F^\alpha(\mathbf{q}_n, t) \frac{\partial f_{2i}}{\partial p_n^\alpha} - \right. \\ & \left. - \int \frac{\partial \Phi_i(|\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2|)}{\partial q_n^\alpha} \frac{\partial f_{2i}}{\partial p_n^\alpha} d\mathbf{q}_3 dp_3 - \right. \\ & \left. - \int \frac{\partial \Phi_i(|\mathbf{q}_n - \mathbf{q}_3|)}{\partial q_n^\alpha} \frac{\partial f_{3i}}{\partial p_n^\alpha} d\mathbf{q}_3 dp_3 \right] = \end{aligned} \quad (2)$$

$$= \sum_{n=1}^2 \beta_i \frac{\partial}{\partial p_n^\alpha} \left[\frac{\tilde{p}_n^\alpha}{m_i} + kT(\mathbf{q}_n, t) \frac{\partial}{\partial p_n^\alpha} \right] f_{2i},$$

где $F^\alpha(\mathbf{q}_n, t)$ – сила действия внешнего магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{q}_n, t)$ на ферромагнитные частицы магнитной жидкости. Так как внешнее магнитное поле на молекулярную часть системы не влияет, то в уравнениях, описывающих молекулярную часть, слагаемые, содержащие эту силу, равны нулю.

На основании системы уравнений (1) и (2) после проведения стандартных расчетов [8] получена система уравнений обобщенной гидродинамики, в которых входящие в нее тензор напряжения

$$\begin{aligned} \sigma_i^{\alpha\beta}(\mathbf{q}_1, t) = & -P_i \delta^{\alpha\beta} - K_i^{\alpha\beta}(\mathbf{q}_1, t) + \\ & + \frac{1}{2} \int \frac{\partial \Phi_i(r)}{\partial r} \frac{r^\alpha r^\beta}{r} n_{2i}(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \end{aligned} \quad (3)$$

и вектор потока тепла

$$\begin{aligned} S_i^\alpha(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t) = & S_{ki}^\alpha(\mathbf{q}_1, t) + \\ & + \frac{\sigma_i^3}{4} \int \left[\Phi_i(r) \delta^{\alpha\beta} - \frac{d\Phi_i(r)}{dr} \frac{r^\alpha r^\beta}{r} \right] J_{2i}^\beta(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \end{aligned}$$

учитывают молекулярную структуру системы.

Для исследования вязкостных свойств магнитных жидкостей необходимо получить явные молекулярные выражения для тензоров напряжения магнитной жидкости. Согласно (3), тензор напряжения $\sigma_i^{\alpha\beta}(\mathbf{q}_1, t)$ определяется функцией бинарной плотности частиц $n_{2i}(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t)$, для которой

необходимо иметь уравнение. Ранее в [8] нами было получено уравнение для $n_2(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t)$, которое для i -й подсистемы запишется в следующем виде:

$$\frac{\partial n_{2i}}{\partial t} + \omega_{0i} \hat{L}_i n_{2i}(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t) = R_i(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t), \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} R_i(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t) = & - \left[\varphi_i(r) + \frac{n_i^2 \mu_0 (\mathbf{M}\nabla)}{9\beta_i} \left(\frac{\partial H}{\partial v} \right)_{n_i, T} r \left(\frac{\partial g_i}{\partial r} \right) \right] \times \\ & \times \operatorname{div} \mathbf{v} - \varphi_i^{\alpha\beta}(r) \left[1 + \frac{\mu_0}{6\beta_i} (\mathbf{M}\nabla) \left(\frac{\partial H}{\partial v} \right)_{n_i, T} \right] \left\{ \frac{\partial v^\alpha}{\partial q_1^\beta} \right\}, \end{aligned}$$

$$\varphi_i(r) = 2n_i^2 g_i \times$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{1}{6} \frac{\partial \ln g_i}{\partial \ln r} - \frac{1}{2} \left[n_i \left(\frac{\partial g_i}{\partial n_i} \right)_T + \gamma_i T \left(\frac{\partial g_i}{\partial T} \right)_{n_i} \right] \right\},$$

$$\gamma_i = \frac{1}{n_i C_{vi}} \left(\frac{\partial P_i}{\partial T} \right)_{n_i},$$

$$\varphi_i^{\alpha\beta}(r) = 2n_i^2 \frac{\left(r^\alpha r^\beta - \frac{1}{3} r^2 \delta^{\alpha\beta} \right)}{r} \frac{\partial g_i}{\partial r},$$

$$\hat{L}_i = - \frac{\partial}{\partial r^\alpha} \left[\frac{\partial}{\partial r^\alpha} - \frac{\partial}{\partial r^\alpha} \ln g_i(r) \right],$$

$$\omega_{0i} = 2kT/\beta_i \sigma_i^2.$$

Следуя [12], общее решение уравнение (4) представим в виде

$$n_{2i}(\mathbf{q}_1, \mathbf{r}, t) = \int_0^t dt_1 \int_{-\infty}^{\infty} G_i(r, r_1, t - t_1) R(\mathbf{q}_1, r_1, t_1) d\mathbf{r}_1, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} G_i(r, r_1, t - t_1) = & 2(2\pi)^{-3} (rr_1)^{-1} \left(\frac{\pi}{\omega_i(t - t_1)} \right)^{1/2} \times \\ & \times \left\{ \exp \left[-\frac{(r - r_1)^2}{4\omega_i(t - t_1)} \right] - \exp \left[-\frac{(r + r_1)^2}{4\omega_i(t - t_1)} \right] \right\}. \end{aligned}$$

Подставляя (5) в (3) и совершая фурье-преобразование по времени, после суммирования полученных выражений по компонентам, сопоставляя полученное выражение для тензора напряжения с его макроскопическим выражением [13]

$$\begin{aligned} \sigma^{\alpha\beta}(\mathbf{q}_1, t) = & K \operatorname{div} \mathbf{u} \delta^{\alpha\beta} + \eta_v \operatorname{div} \dot{\mathbf{u}} \delta^{\alpha\beta} + \\ & + 2\mu \left(u^{\alpha\beta} - \frac{1}{3} \operatorname{div} \mathbf{u} \delta^{\alpha\beta} \right) + 2\eta_s \left(\dot{u}^{\alpha\beta} - \frac{1}{3} \operatorname{div} \dot{\mathbf{u}} \delta^{\alpha\beta} \right), \end{aligned}$$

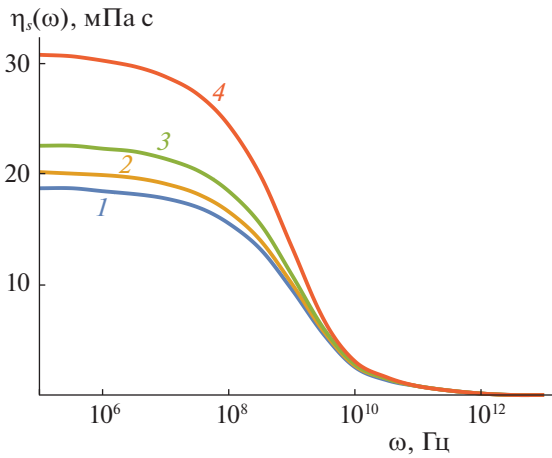


Рис. 2. Зависимости $\eta_s(\omega)$ от частоты для магнитной жидкости на основе воды.

для динамического коэффициента сдвиговой вязкости $\eta_s(\omega)$ магнитной жидкости получим:

$$\eta_s(\omega) = \sum_{i=f,s} \frac{n_i k T \tau_{li}}{1 + (\omega_i \tau_{li})^2} + \sum_{i=f,s} \frac{n_i^2 \sigma_i^3}{120 \pi} \int_0^\infty \frac{\partial \Phi_i}{\partial r} \int_0^\infty G_i(r, r_1, \omega) \frac{\partial g_i}{\partial r_1} d\mathbf{r}_1 dr + \frac{n_f^2 \sigma_f^3}{360 \pi} \int_0^\infty \frac{\partial \Phi_f}{\partial r} \int_0^\infty G_f(r, r_1, \omega) \frac{\mu_0}{\beta_f} (\mathbf{m} \nabla) \frac{\partial H}{\partial v} \frac{\partial g_f}{\partial r_1} d\mathbf{r}_1 dr, \quad (6)$$

где

$$G_i(r, r_1, \omega) = \frac{\tau_{0i}}{2} \left(\frac{2}{\omega_i \tau_{0i}} \right)^{1/2} \times [(\sin \varphi_{1i} - \cos \varphi_{1i}) e^{-\varphi_{1i}} - (\sin \varphi_{2i} - \cos \varphi_{2i}) e^{-\varphi_{2i}}],$$

$$\varphi_{(1,2)i}(r, r_1, \omega) = \left(\frac{\omega_i \tau_{0i}}{2} \right)^{1/2} (r \mp r_1),$$

$$\tau_{li} = \frac{m_i}{2\beta_i}, \quad \tau_{0i} = \frac{\beta_i \sigma_i^2}{2kT}.$$

Для проведения численных расчетов, следуя [4] и [7], потенциальные энергии взаимодействия между частицами подсистем выбираем в следующем виде:

$$\Phi_f(r, \theta, H) = \Phi_f^{L-J}(r) + \Phi^{mm}(r, \theta, H) + \Phi^H(\theta, H), \quad (7)$$

$$\Phi_s(r, \theta) = \Phi_s^{L-J}(r) + \Phi^{pp}(r, \theta),$$

где $\Phi_i^{L-J}(r) = 4\epsilon_i \left[\left(\frac{\sigma_i}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma_i}{r} \right)^6 \right]$ – потенциал Леннард–Джонса для частиц соответствующей подсистемы, $\Phi^{mm}(r, \theta, H) = -\frac{\mu_0 m^2}{2\pi r^3} \cos \theta$ – энергия ди-

польного взаимодействия магнитных частиц, $\Phi^H(\theta, H) = -\mu_0 m H \cos \theta$ – энергия взаимодействия магнитных частиц с внешним полем, $\Phi^{pp}(r, \theta) = -\frac{p^2}{2\pi\epsilon\epsilon_0 r^3} \cos \theta$ – энергия дипольного электрического взаимодействия молекулярной подсистемы. Аналогично, радиальные функции распределения выбираем в виде

$$g_f(r, T) = \exp[-\Phi_f(r, \theta, H)/kT], \quad (8)$$

$$g_s(r, n, T) = y_s(\rho^*) \exp[-\Phi_s(r, \theta)/kT].$$

В качестве функции $y_s(\rho^*)$ выбираем контактную функцию Карнахана–Старлинга: $y_s(\rho^*) = (2 - \rho_s^*)/2(1 - \rho_s^*)^3$, где $\rho_s^* = \pi\sigma_s^3 n_s/6$.

Учитывая (7) и (8), приведем выражения (6) к удобному виду для проведения численных расчетов:

$$\eta_s(\omega) = \sum_{i=f,s} \frac{n_i k T \tau_{li}}{1 + (\omega_i \tau_{li})^2} + \sum_{i=f,s} \frac{4\epsilon_i n_i^2 \sigma_i^3}{kT} J_{si}, \quad (9)$$

где

$$J_{sf} = \int_0^\infty (r^{-5} - 2r^{-11}) dr \int_0^\infty G_f(r, r_1, \omega) \exp\left[-\frac{\Phi_f^{L-J}}{kT}\right] \times \left[\left(\frac{96\pi\epsilon_f}{5} (2r_1^{-11} - r_1^{-5}) + \frac{6\mu_0 m^2}{5\sigma_f^3 r_1^2 a_f} \right) \times \left(1 + \frac{\mu_0 m H \tau_{of}}{3\beta_f l^2} \right) \right] \times \frac{\text{sh } a_f}{a_f} - \left[\frac{6\mu_0 m^2}{5\sigma_f^3 r_1^2} \left(1 + \frac{\mu_0 m H \tau_{of}}{3\beta_f l^2} \right) \right] \frac{\text{ch } a_f}{a_f} dr_1,$$

$$J_{ss} = \int_0^\infty (r^{-5} - 2r^{-11}) dr \int_0^\infty G_s(r, r_1, \omega) y_s(\rho^*) \times \exp\left[-\frac{\Phi_s^{L-J}}{kT}\right] \left[\frac{96\pi\epsilon_s}{5} (2r_1^{-11} - r_1^{-5}) + \frac{6p^2}{5\epsilon\epsilon_0 \sigma_s^3 r_1^2 a_s} \right] \frac{\text{sh } a_s}{a_s} - \left[\frac{6p^2}{5\epsilon\epsilon_0 \sigma_s^3 r_1^2} \right] \frac{\text{ch } a_s}{a_s} dr_1,$$

$$a_f = \frac{\mu_0 m^2}{2\pi\sigma_f^3 r_1^3 kT} + \frac{\mu_0 m H}{kT}, \quad a_s = \frac{p^2}{2\pi\epsilon_0 \sigma_s^3 r_1^3 kT}.$$

На основе (9) проведен расчет динамических коэффициентов сдвиговой вязкости магнитных жидкостей на основе воды, керосина и ундекана с частицами Fe_3O_4 .

На рис. 2–4 представлены зависимости коэффициента сдвиговой вязкости магнитных жидкостей от частоты внешнего воздействия. На этих рисунках $H = 0$ (1), 50 (2), 100 (3) и $H = 200$ кА (4). Согласно рис. 2–4, область частотной дисперсии

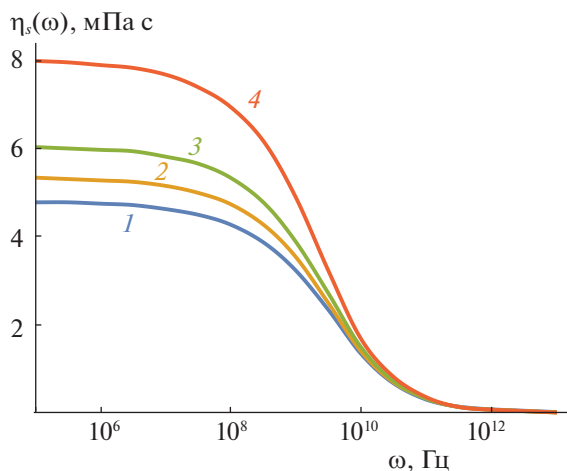


Рис. 3. Зависимости $\eta_s(\omega)$ от частоты для магнитной жидкости на основе керосина.

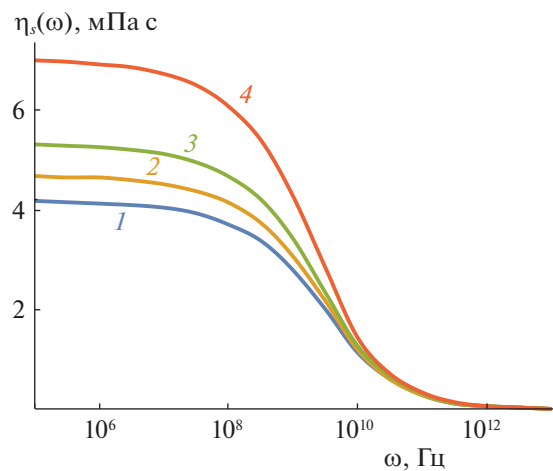


Рис. 4. Зависимости $\eta_s(\omega)$ от частоты для магнитной жидкости на основе ундекана.

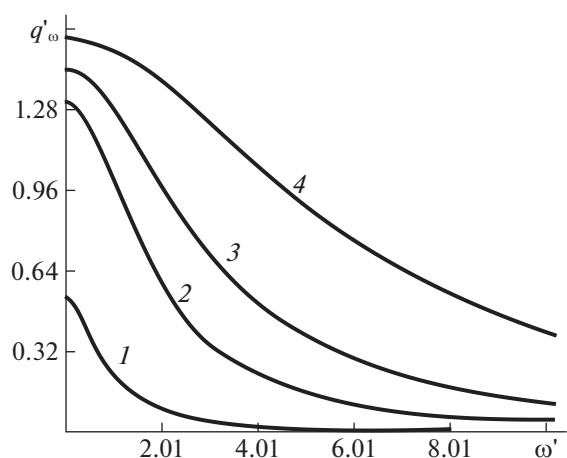


Рис. 5. Зависимости безразмерной величины q'_ω от безразмерной частоты ω' [14].

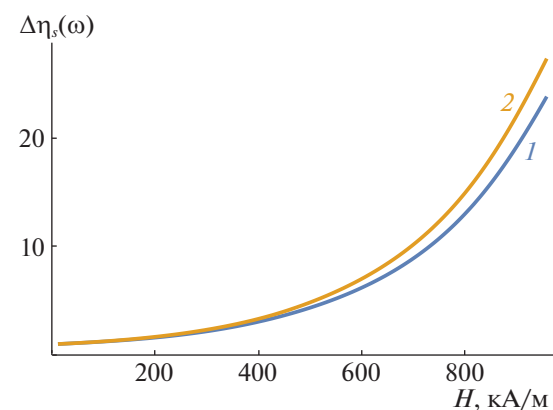


Рис. 6. Зависимости $\Delta\eta_s(\omega)$ от величины H для магнитной жидкости на основе воды; 1 – $\varphi = 0.05$, 2 – $\varphi = 0.12$.

$\eta_s(\omega)$ является широкой ($\sim 10^3\text{--}10^4$ Гц), когда экспериментальные данные по дисперсии вязкости жидкостей дают узкую область ($\sim 10^2$ Гц).

На рис. 5 приведены результаты [14] – зависимости величины $q'_\omega = \frac{1}{(3/2)\eta_0\rho} \text{Re} \eta_\omega^A$ от безразмерной частоты ω' для различных значений внешнего магнитного поля. Как видно, результаты наших расчетов качественно согласуются с данными [14].

Результаты расчетов зависимости отношений коэффициентов вязкости $\Delta\eta_s(\omega) = \frac{\eta_s(\omega, H)}{\eta_s(\omega, 0)}$ от величины внешнего магнитного поля приведены на рис. 6 и 7. Кривые 1, 2 на рис. 7 соответствуют объемной концентрации $\varphi = 0.1$, кривые 3, 4 –

$\varphi = 0.15$. Как видно, отношение коэффициентов вязкости в магнитных жидкостях для всех концентраций имеют одинаковый нелинейный характер.

Согласно рис. 6 и 7, проведенные расчеты показывают существование сильного магнитовязкого эффекта для исследуемых магнитных жидкостей, что находится в удовлетворительном согласии с данными [15, 16], и подтверждают правильный учет дипольного взаимодействия.

Как отмечается в [17, 18], при воздействии внешних электромагнитных полей в области высоких частот значения коэффициентов вязкости сильно уменьшается. Как следует из результатов наших расчетов и авторов [14], внешнее возмущение в области высоких частот также приводит к сильному уменьшению вязкости магнитных жидкостей, что требует его необходимого учета во

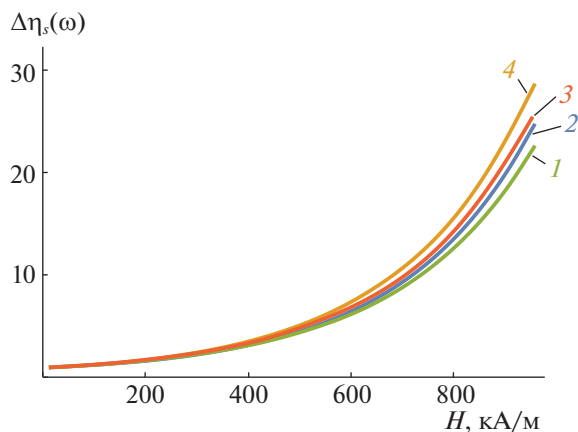


Рис. 7. Зависимости $\Delta\eta_s(\omega)$ от величины H для магнитной жидкости на основе керосина (2, 4) и ундекана (1, 3).

время технического применения в условиях агрессивного внешнего воздействия.

Анализ результатов проведенных расчетов показывает, что в присутствии внешнего возмущения гидродинамические факторы сильнее влияют на вязкостные свойства магнитных жидкостей, чем дипольное взаимодействие.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shliomis M.I.* // Sov. Phys. JETP. 1972. V. 34. № 6. P. 1291.
2. *Levi A.C., Hobson R.F., McCourt F.R.* // Canad. J. Phys. 1973. V. 51. № 2. P. 180.
3. *Martsenyuk M.A., Raikher Yu.L., Shliomis M.I.* // Sov. Phys. JETP. 1974. V. 38. № 2. P. 413.
4. *Huke B., Lucke M.* // Rep. Prog. Phys. 2004. V. 67. P. 1731–1768.
5. *Ilg P., Odenbach S.* // Lect. Notes Phys. 2009. V. 763. P. 249. https://doi.org/10.1007/978-3-540-85387-9_4.
6. *Берковский Б.М., Каликманов В.И., Филинов В.С.* // ТВТ. 1987. Т. 25. № 6. С. 1126.
7. *Kalikmanov V.I.* Statistical Physics of Fluids. Basic Concepts and Applications. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2001. 260 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-04536-7>
8. *Одинаев С., Комилов К., Зарифов А.* // Журн. физ. химии. 2006. Т. 80. № 5. С. 864.
9. *Одинаев С., Комилов К., Зарипов А.* // Там же. 2010. Т. 84. № 7. С. 1368.
10. *Комилов К., Зарипов А.К.* // Вестн. ТНУ. Серия естеств. наук. 2017. № 1/4. С. 99.
11. *Мартынов Г.А.* Классическая статистическая механика. Теория жидкостей. Долгопрудный: Издательский Дом “Интеллект”, 2011. 328 с.
12. *Одинаев С., Адхамов А.А.* Молекулярная теория структурной релаксации и явлений переноса в жидкостях. Душанбе: Дониш, 1998. 230 с.
13. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965. 202 с.
14. *Зубарев А.Ю., Юшков А.В.* // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. Вып. 3(9). С. 892.
15. *Zubarev A.Yu., Iskakova L.Yu.* // J. Phys.: Condens. Matter. 2006. V. 18. № 38. P. S2771. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/18/38/S16>
16. *Pop L.M., Odenbach S.* // J. Phys.: Condens. Matter. 2006. V. 18. № 38. P. S2785–S2802. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/18/38/S16>
17. *Shliomis M.I., Morozov K.I.* // J. Phys. Fluids. 1994. V. 6. № 8. P. 2855.
18. *Галимбеков А.Д.* // Вестн. Башкирск. ун-та. 2004. № 3. С. 65.