

УДК 532.529:538.653

**ВЛИЯНИЕ ТЕЧЕНИЯ НА ПРОЦЕСС РЕЛАКСАЦИИ
НАМАГНИЧЕННОСТИ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ**

НАЛЕТОВА В. А., ШКЕЛЬ Ю. М.

Влияние сдвигового течения магнитной жидкости на ее магнитную восприимчивость экспериментально изучалось в [1]. В эксперименте [1] течение жидкости создавалось в узком зазоре между вращающимся и неподвижным цилиндрами и при помощи соленоида, намотанного на внешний цилиндр, измерялась магнитная восприимчивость на частоте 200 Гц как функция скорости сдвига. Можно показать, что при направлениях вихря скорости и магнитного поля измерительной катушки, которые реализуются в эксперименте [1], течение жидкости не оказывает влияния на процесс релаксации намагниченности, а наблюдаемая зависимость магнитной восприимчивости от скорости сдвига связана с разрушением сдвиговым течением агрегатов ферромагнитных частиц в магнитной жидкости. В данной работе экспериментально и теоретически изучается влияние сдвигового течения (течения в круглой трубе) на процесс релаксации намагниченности магнитной жидкости. Экспериментально обнаружен скачок высокочастотной магнитной восприимчивости, возникающий при остановке течения магнитной жидкости, и зависимость этого скачка от частоты измерения в диапазоне от 2 до 40 кГц, от расхода и структуры магнитной жидкости. Предложена теория, описывающая зависимость скачка высокочастотной восприимчивости от частоты, структуры и расхода жидкости, согласующаяся с экспериментом.

1. Экспериментальное изучение влияния течения на магнитные свойства магнитной жидкости. Для исследования влияния течения на процесс релаксации намагниченности в магнитной жидкости проводился следующий эксперимент. Под действием постоянного перепада давления создавалось течение магнитной жидкости в стеклянной цилиндрической трубе круглого сечения. На трубу намотан соленоид, который включен в LC-контур автогенератора. Расположение соленоида на трубе выбрано так, чтобы расстояние от начала трубы до него было больше области установления течения жидкости. Поэтому можно считать, что распределение скорости течения по сечению трубы не меняется вдоль оси соленоида. В эксперименте измерялся период колебаний автогенератора с измерительной катушкой (соленоидом) в качестве индуктивности. Период колебаний автогенератора зависит от индуктивности и сопротивления измерительной катушки, которые в данном случае зависят от магнитных свойств магнитной жидкости.

Изменение частоты колебаний (или периода) автогенератора при определенных условиях, выполненных в данном эксперименте, определяется только изменением индуктивности катушки

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{2} \frac{\Delta L}{L} \quad (1.1)$$

Здесь T — период колебаний автогенератора, L — индуктивность катушки. В эксперименте использовалась длинная измерительная катушка, поэтому влиянием концов можно пренебречь и считать, что магнитные свойства жидкости не зависят от координаты z , направленной вдоль оси трубы. В этом случае верна следующая формула:

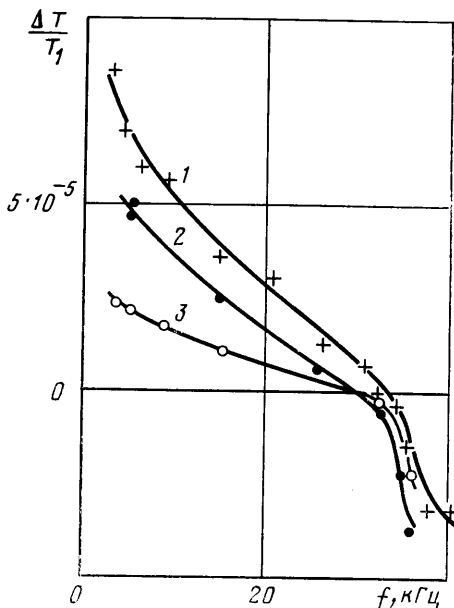
$$L = L_0(1 + 4\pi\chi_{ef}'(\omega)), \quad \chi_{ef}'(\omega) = \frac{1}{S_k} \int_{s_m} \chi'(\omega, r, \varphi) dS \quad (1.2)$$

$$\omega = 2\pi/T = 2\pi f$$

Здесь L_0 — индуктивность катушки без магнитной жидкости, S_m — площадь сечения, занятая магнитной жидкостью, S_k — площадь эффективного сечения катушки, $\chi'(\omega, r, \varphi)$ — действительная часть высокочастотной магнитной восприимчивости. По изменению периода колебаний можно судить об изменении эффективного значения действительной части высокочастотной магнитной восприимчивости $\chi_{ef}'(\omega)$, поскольку из (1.1), (1.2) следует равенство

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{2\pi\Delta\chi_{ef}'(\omega)}{1+4\pi\chi_{ef}'(\omega)} \quad (1.3)$$

Эксперимент проводился следующим образом: измерялся период колебаний автогенератора при течении жидкости T_1 и сразу после остановки течения T_2 . При остановке наблюдалось заметное (скачком) изменение периода колебаний на величину $\Delta T = T_1 - T_2$, $\Delta T/T_{1(2)} \ll 1$. Измерения проводились при различных значениях $\omega(f)$ — частоты колебаний автогенератора. Изменение частоты измерения достигалось путем замены емкости C в колебательном контуре автогенератора. Была обнаружена существенная зависимость наблюдаемого эффекта $\Delta T/T_1$ от частоты колебаний $f = 1/T_1$. Зависимость $\Delta T/T_1$ от частоты f приведена на фиг. 1, где кривая 1 получена для магнитной жидкости (магнетит в керосине, $M_s = 55$ Гс). Кривая 2 получена для той же жидкости, но после того, как ее много раз прокачали через трубу, в которой достигались большие скорости сдвига. В результате такой обработки частично разрушились агломераты ферромагнитных частиц, т. е. изменилась структура магнитной жидкости. Кривая 3 получена для той же жидкости, что и кривая 2, но при течении с меньшим в 1,5 раза расходом. Для всех трех кривых наблюдалась смена знака скачка $\Delta T/T_1$ при некоторой частоте f .



Фиг. 1

2. Теоретическое изучение влияния течения магнитной жидкости на ее магнитные свойства. Магнитная жидкость состоит из мелких однодоменных ферромагнитных частиц и из их агломератов. Агломераты имеют разные размеры и ведут себя как круглые спонтанно намагниченные частицы. Каждый сорт частиц характеризуется своим объемом и магнитным моментом. Будем считать, что все частицы участвуют в процессе намагничивания независимо. Уравнения, описывающие релаксацию намагниченности [2], обобщенные на случай полидисперсной магнитной жидкости в случае малых магнитных полей имеют вид

$$\frac{dM_\alpha}{dt} = [\Omega; M_\alpha] - \frac{1}{\tau_\alpha} (M_\alpha - \chi_\alpha(H)H) \quad (2.1)$$

$$M = \sum_{\alpha=1}^N M_\alpha, \quad \tau_\alpha = \frac{D\eta_0 V_\alpha}{k\theta} \quad (2.2)$$

Здесь M_α , $\chi_\alpha(H)$ — суммарная намагниченность, равновесная магнитная восприимчивость и момент инерции частиц α -го сорта в единице объема; τ_α — характерное время релаксации частиц α -го сорта, V_α — объем частицы, η_0 — вязкость жидкости-носителя, D — коэффициент, зависящий от формы частицы (для круглых частиц $D=3$), θ — абсолютная температура.

Введем цилиндрическую систему координат так, чтобы ось z была направлена вдоль оси трубы. Будем считать, что поле измерительной катушки не оказывает влияния на характер течения жидкости, при этом течение в трубе круглого сечения будет происходить с прямолинейными линиями тока и со скоростью v , расходом жидкости Q и вихрем скорости Ω , задаваемыми следующими соотношениями [3]:

$$v=(0, 0, v), \quad \Omega=(0, \Omega, 0) \quad (2.3)$$

$$v=\frac{P(a^2-r^2)}{4\eta}, \quad Q=\frac{P\pi a^4}{8\eta}, \quad \Omega=\frac{1}{r}\frac{dv}{dr}=\frac{Pr}{4\eta} \quad (2.4)$$

Здесь a — радиус трубы, r — расстояние до оси, P — перепад давления на единице длины, η — вязкость жидкости.

На жидкость действует переменное магнитное поле $\mathbf{H}=(0, 0, H)$, $\mathbf{H}=\mathbf{h}e^{i\omega t}$. Решение уравнений (2.1) будем искать в виде $\mathbf{M}_\alpha=\mathbf{m}_\alpha e^{i\omega t}$. Из уравнения (2.1) следуют уравнения для компонент вектора \mathbf{m}_α :

$$i\omega m_{\alpha r}=\Omega m_{\alpha z}-\frac{1}{\tau_\alpha} m_{\alpha r}, \quad i\omega m_{\alpha\varphi}=-\frac{1}{\tau_\alpha} m_{\alpha\varphi} \quad (2.5)$$

$$i\omega m_{\alpha z}=-\Omega m_{\alpha r}-\frac{1}{\tau_\alpha} (m_{\alpha z}-\chi_\alpha(0)h)$$

Используя условие, что $\Omega\tau_\alpha \ll 1$, из системы (2.5) получим выражение для компоненты намагниченности $m_{\alpha z}$

$$m_{\alpha z}=\frac{\chi_\alpha(0)h_z}{1+(\omega\tau_\alpha)^2}\left[1-\frac{(\tau_\alpha\Omega)^2}{[1+(\omega\tau_\alpha)^2]^2}(1-i\omega\tau_\alpha)^2\right](1-i\omega\tau_\alpha) \quad (2.6)$$

Из равенства (2.6) следует выражение для действительной части высокочастотной магнитной восприимчивости

$$\chi'(\omega, \Omega)=\sum_{\alpha=1}^N \frac{\chi_\alpha(0)}{1+(\omega\tau_\alpha)^2}\left[1+\frac{(\tau_\alpha\Omega)^2}{[1+(\omega\tau_\alpha)^2]^2}(3(\omega\tau_\alpha)^2-1)\right] \quad (2.7)$$

С учетом (1.2), (2.4), (2.7) выражение для эффективной высокочастотной магнитной восприимчивости будет иметь вид

$$\chi_{ef}'(\omega)=K\sum_{\alpha=1}^N \frac{\chi_\alpha(0)}{1+(\omega\tau_\alpha)^2}\left[1+\frac{2(Q\tau_\alpha)^2}{\pi a^6}\frac{3(\omega\tau_\alpha)^2-1}{[1+(\omega\tau_\alpha)^2]^2}\right] \quad (2.8)$$

Здесь K — коэффициент заполнения измерительной катушки $K=a^2/\rho^2$ (ρ — средний радиус соленоида). Из выражения (2.8) следует, что наблюдаемый в эксперименте скачок эффективной высокочастотной магнитной восприимчивости при остановке течения определяется следующим выражением:

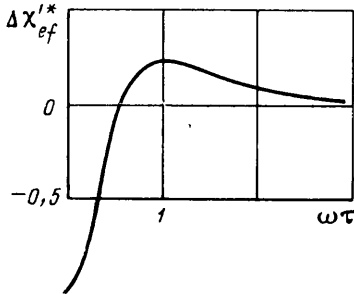
$$\Delta\chi_{ef}'=K\frac{2Q^2}{\pi a^6}\sum_{\alpha=1}^N \chi_\alpha(0)\tau_\alpha^2\frac{3(\omega\tau_\alpha)^2-1}{[1+(\omega\tau_\alpha)^2]^3} \quad (2.9)$$

3. Сравнение теории с экспериментом. Если магнитная жидкость состоит из частиц одного размера, то из выражений (2.9) следует соотно-

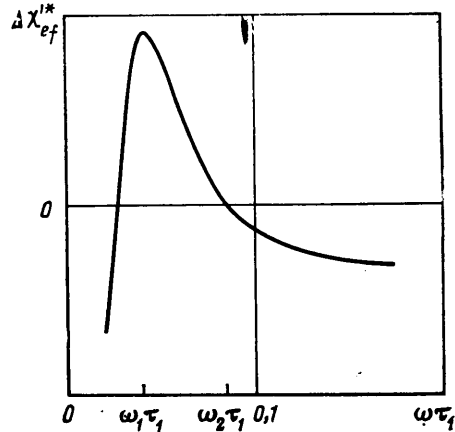
шение для приведенного скачка действительной части магнитной восприимчивости $\Delta\chi_{ef}'$

$$\Delta\chi_{ef}'^*(\omega\tau) = \frac{3(\omega\tau)^2 - 1}{[1 + (\omega\tau)^2]^3}, \quad \Delta\chi_{ef}'^* = \frac{\Delta\chi_{ef}' \pi a^6}{2\chi(0) Q^2 \tau^2} \quad (3.1)$$

Зависимость $\Delta\chi_{ef}'^*(\omega\tau)$ от безразмерной частоты $\omega\tau$ показана на фиг. 2. Измеренная в эксперименте величина $\Delta T/T$ связана с $\Delta\chi_{ef}'^*$ выражением (1.3). Из равенства (1.3) следует, что $\Delta\chi_{ef}'^*(\omega)$ должно качественно вести себя так же, как и $\Delta T/T$, поскольку $\chi_{ef}'(\omega)$ — монотонно убывающая положительная функция. Однако, сравнивая фиг. 1 и 2, можно сделать вывод о том, что вид зависимости от частоты $\Delta\chi_{ef}'^*(\omega\tau)$, описываемой формулой (3.1), и зависимость величины $\Delta T/T$ от частоты, наблюдаемая в эксперименте, различаются. Никаким выбором характерного време-



Фиг. 2



Фиг. 3

ни τ нельзя добиться даже качественного совпадения графиков на фиг. 2 и 1.

Рассмотрим скачок высокочастотной магнитной восприимчивости в полидисперсной магнитной жидкости. Для простоты предположим, что среда состоит из двух сортов частиц: отдельных однодоменных частиц и их агломератов. Величины, относящиеся к отдельным частицам, будем обозначать индексом $\alpha=1$, а к их агломератам — $\alpha=2$. Из формулы (2.9) следует выражение для скачка магнитной восприимчивости, возникающей при остановке течения жидкости:

$$\Delta\chi_{ef}'(\omega) = K \frac{2Q^2}{\pi a^6} \left(\chi_1(0) \tau_1^2 \frac{3(\omega\tau_1)^2 - 1}{[1 + (\omega\tau_1)^2]^3} + \chi_2(0) \tau_2^2 \frac{3(\omega\tau_2)^2 - 1}{[1 + (\omega\tau_2)^2]^3} \right) \quad (3.2)$$

При больших размерах агломератов, начиная уже с достаточно малой частоты ($\omega\tau_2 \sim 1$), второе слагаемое в выражении (3.2) будет положительным и, если при этом число агломератов достаточно велико, $\Delta\chi_{ef}'(\omega)$ будет также положительным. С ростом частоты второе слагаемое убывает как $1/\omega^4$ и при некоторых частотах выражение (3.2) может стать отрицательным. Агломераты будут давать положительный вклад в скачок высокочастотной магнитной восприимчивости при частоте $f \sim 2$ кГц, если $\tau_2 \approx 7,9 \cdot 10^{-5}$ с. Для образования такого агломерата достаточно около 30 частиц диаметром ~ 100 А.

Качественное поведение приведенного скачка $\Delta\chi_{ef}'^*(\omega\tau_1) = \pi a^6 \Delta\chi_{ef}'(\omega) / (2\chi_1(0) Q^2 \tau_1^2)$ изображено на фиг. 3. Теоретическая зависимость $\Delta\chi_{ef}'^*$ от $\omega\tau_1$, описываемая формулой (3.2), построена на фиг. 3 при следующих параметрах магнитной жидкости: $l^2 \chi_2(0) / \chi_1(0) = 13$, $\tau_2 / \tau_1 = l = 30$. Зависи-

мость скачка $\Delta\chi_{ef}''(\omega\tau_1)$ от безразмерной частоты $\omega\tau_1$ для магнитной жидкости, содержащей два сорта частиц (фиг. 3), для частот $\omega\tau_1 > \omega_1\tau_1$ качественно будет такой же, как и наблюдаемая в эксперименте (фиг. 1). При частотах $\omega_1 < \omega < \omega_2$ выполняется неравенство $\Delta\chi_{ef}'' > 0$, при некоторой частоте ω_2 скачок магнитной восприимчивости $\Delta\chi_{ef}''$ обращается в ноль и при частотах $\omega > \omega_2$ становится отрицательным. Однако вклад крупных частиц в скачок магнитной восприимчивости убывает с ростом частоты как $1/\omega^4$. Поэтому теоретически вычисленный скачок $\Delta\chi_{ef}''$ для магнитной жидкости с двумя размерами частиц убывает с ростом частоты значительно быстрее (фиг. 3), чем это наблюдается в эксперименте (фиг. 1). Для адекватного теоретического описания экспериментальной кривой необходимо рассматривать магнитную жидкость как полидисперсную среду с непрерывным распределением частиц по размерам и пользоваться полным выражением для скачка магнитной проницаемости (2.9).

Отметим, что экспериментальная кривая 2, полученная для той же жидкости, что и кривая 1, но после многократного прокачивания ее через трубу, в которой достигались большие скорости сдвига, существенно отличается от кривой 1. Это также указывает на зависимость наблюдаемых эффектов от функции распределения частиц по размерам. Действительно, при разрушении агломератов в сдвиговом потоке жидкости увеличивается доля отдельных мелких частиц в магнитной жидкости. Время релаксации намагниченности, рассчитанное для частиц диаметром $\sim 100 \text{ \AA}$, составляет $\tau_1 = 10^{-6}$ с, при этом $\omega\tau_1 < 1/\sqrt{3}$ и вклад этих частиц в скачок высокочастотной магнитной восприимчивости в рассматриваемом диапазоне частот всегда отрицателен. Поэтому в эксперименте 2 (линия 2 на фиг. 1) наблюдаются уменьшение по сравнению с экспериментом 1 (линия 1 на фиг. 1) скачка $\Delta\chi_{ef}'(\omega)$ и сдвиг точки, в которой $\Delta\chi_{ef}'(\omega)$ обращается в ноль, в сторону меньших частот.

Экспериментальные кривые 2 и 3 на фиг. 1, полученные при разных расходах одной и той же жидкости, показывают, что скачок магнитной восприимчивости пропорционален квадрату расхода жидкости Q , что так же находится в соответствии с теоретической формулой (2.9).

ЛИТЕРАТУРА

1. Диканский Ю. И. Изменение магнитной восприимчивости концентрированной магнитной жидкости в сдвиговом течении // Матер. III Всесоюз. школы-семинара по магнитным жидкостям. Плес, 1983. С. 84–85.
2. Гогосов В. В., Налегова В. А., Шапошникова Г. А. Гидродинамика намагничивающихся жидкостей // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. М., 1981. Т. 16. С. 76–208.
3. Ламб Г. Гидродинамика. М.; Л.: Гостехиздат, 1947. 928 с.

Москва

Поступила в редакцию
8.IX.1987