

УДК 537.3:541.182.4/6

ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРА ЧАСТИЦ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

КУБАСОВ А. А., ШИХМУРЗАЕВ Ю. Д.

В работе предложена математическая модель процесса прохождения переменного электрического тока в магнитной жидкости и проведено экспериментальное исследование этого процесса на разных частотах при различной концентрации дисперсной фазы. До настоящего времени это явление исследовалось в основном экспериментально (например, в [1, 2]), а результаты экспериментов интерпретировались качественно.

Получено выражение для импеданса участка цепи, содержащего ячейку с магнитной жидкостью, для случая больших частот. Это выражение позволяет по соотношению амплитуд и фаз тока и напряжения в цепи определить проводимость и диэлектрическую проницаемость магнитной жидкости. Показано, что в рассматриваемом случае малой объемной концентрации дисперсной фазы проводимость магнитной жидкости зависит от двух параметров: объемной концентрации дисперсной фазы α и безразмерной частоты изменения приложенной к ячейке с магнитной жидкостью разности потенциалов Ω .

Проведено экспериментальное исследование процесса прохождения переменного электрического тока через ячейку с магнитной жидкостью на разных частотах при различной объемной концентрации дисперсной фазы. На основе сопоставления теоретических и экспериментальных результатов предложен новый способ определения размера частиц дисперсной фазы в магнитной жидкости.

1. Магнитная жидкость представляет собой дисперсную среду, состоящую из слабопроводящей жидкости-носителя и диспергированных в ней частиц ферромагнетика, покрытых поверхностно-активным веществом. У большинства магнитных жидкостей электропроводность диспергированных в них частиц ферромагнетика много больше электропроводности дисперсионной фазы, в качестве которой обычно используется слабопроводящая органическая жидкость. Например, для магнитной жидкости — суспензии частиц магнетита в керосине, стабилизированной олеиновой кислотой, имеем: проводимость магнетита и керосина соответственно равны $\sigma_1 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ [3], $\sigma \sim 10^{-10} - 10^{-12} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ [4] и $\sigma/\sigma_1 \sim 10^{-16} - 10^{-14}$. В рассматриваемых в данной работе процессах характерное время изменения напряженности прикладываемого к ячейке с магнитной жидкостью электрического поля считается большим по сравнению с характерным временем релаксации заряда в материале частиц (для магнетита $\tau \sim 10^{-15} \text{ с}$), а дебаевский радиус материала частиц — малым по сравнению с радиусом частиц. При этих условиях частицы ферромагнетика можно считать идеально проводящими.

Подчеркнем, что полученные ниже теоретические результаты применимы не только к магнитным жидкостям на основе слабопроводящих жидкостей-носителей, но и к другим (немагнитным) дисперсным средам, параметры которых удовлетворяют перечисленным в работе ограничениям.

Будем исследовать случай, когда объемная концентрация частиц ферромагнетика $\alpha \ll 1$, среда моодисперсна. Толщина слоя поверхностно-активного вещества (ПАВ), покрывающего каждую частицу, считается

малой по сравнению с радиусом частицы a и в дальнейшем толщиной слоя ПАВ пренебрегается.

Для моделирования взаимодействия такой среды с переменным электрическим полем рассмотрим вспомогательную задачу о взаимодействии однородного переменного электрического поля с системой, состоящей из одной металлической сферической частицы, помещенной в безграничный объем слабопроводящей жидкости. Для описания слабопроводящей жидкости будем использовать модель четырехкомпонентной смеси, состоящей из молекул растворителя неэлектролитной природы, нейтральных молекул примесей электролита и образовавшихся в результате их диссоциации положительных и отрицательных ионов. Рассматривается случай, когда концентрации ионов малы, так что влиянием ионов на движение смеси и, если примесь — слабый электролит, концентрацией нейтральных молекул электролита можно пренебречь. С учетом сделанных предположений система уравнений, описывающая распределение электродинамических параметров слабопроводящей жидкости, примет вид [5, 6]

$$\frac{\partial n_{\pm}}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_{\pm} = \gamma \frac{4\pi e}{\epsilon} (b_{+} - b_{-}) (n_{0}^2 - n_{+}n_{-}) \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_{\pm} &= -D_{\pm} \operatorname{grad} n_{\pm} + b_{\pm} n_{\pm} \mathbf{E} \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi e \epsilon^{-1} (n_{+} - n_{-}), \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0 \end{aligned}$$

Здесь n_{\pm} , \mathbf{j}_{\pm} — концентрация и плотность потоков положительных (нижний индекс плюс) и отрицательных (минус) ионов; \mathbf{E} — напряженность электрического поля; n_0 — равновесная концентрация ионов; b_{\pm} , D_{\pm} — коэффициенты подвижности и диффузии ионов, $b_{+} > 0$, $b_{-} < 0$; e — заряд протона; ϵ — диэлектрическая проницаемость среды. В случае слабой степени диссоциации электролита $\gamma = \epsilon k_r / (4\pi e (b_{+} - b_{-}))$, в случае полной диссоциации $\gamma = 0$ (k_r — коэффициент рекомбинации).

Поместим начало сферической системы координат r , φ , θ в центр частицы, направив ось $\theta = 0$ вдоль вектора напряженности приложенного поля. Предполагается, что вдали от частицы слабопроводящая жидкость квазинейтральна и, если примесь — слабый электролит, концентрации ионов равны равновесной. Граничные условия на бесконечности запишутся в виде

$$\begin{aligned} E_r \rightarrow E_0 \cos \theta \cos(\omega t), \quad E_{\varphi} = 0, \quad E_{\theta} = -E_0 \sin \theta \cos(\omega t) \\ n_{\pm} \rightarrow n_0 \quad (r \rightarrow \infty) \end{aligned} \quad (1.2)$$

Будем считать, что на поверхности частицы не происходит химических реакций разряда и образования ионов, а сама она не заряжена и идеально проводящая. С учетом этих предположений граничные условия на поверхности частицы примут вид

$$j_{\pm r} = 0 \quad (r = a) \quad (1.3)$$

$$\int_{S_p} E_r ds = 0, \quad E_{\varphi} = E_{\theta} = 0 \quad (r = a) \quad (1.4)$$

Здесь S_p — поверхность частицы.

Предположение о том, что частицы в магнитной жидкости не заряжены, связано с отсутствием в настоящее время надежных экспериментальных данных. Можно показать, что в том случае, когда частицы заряжены и потенциал частицы относительно жидкости вдали от нее φ_0 удовлетворяет условию $e\varphi_0/kT \ll 1$, выражения для осредненной проводимости и диэлектрической проницаемости магнитной жидкости, полученные в работе, с требуемой точностью остаются справедливыми (k — постоянная

Больцмана, T — температура). Случай, когда $e\varphi_w/kT \gg 1$, более сложен и в настоящей работе не рассматривается.

Задача об определении электрогидродинамических параметров системы частица — жидкость сводится к нахождению решения системы уравнений (1.1) — (1.2), удовлетворяющего граничным условиям (1.3) — (1.4).

В дальнейшем для простоты рассматривается случай $b_+ = -b_- = b_0$, $D_+ = D_- = b_0 kT/e$. Введем безразмерные величины

$$E^* = \frac{E}{E_0}, \quad n_{\pm}^* = \frac{n_{\pm}}{n_0}, \quad r^* = \frac{r}{a}, \quad \Omega = \frac{\omega a^2}{b_0 kT}$$

$$\delta_a^2 = \frac{\epsilon kT}{8\pi e^2 n_0 a^2}, \quad t^* = \omega t, \quad \xi = \frac{eaE_0}{kT}$$

Будем рассматривать случай, когда параметр $\xi \ll 1$. Для магнитных жидкостей при $E_0 \leq 10$ В/см, $a \leq 1$ мкм, $T = 300$ К параметр $\xi \leq 3 \cdot 10^{-2}$. Асимптотическое решение задачи при $\xi \rightarrow 0$ можно найти методом возмущения, представив искомые функции в виде рядов по степеням параметра ξ . В первом приближении

$$q^*(r^*, \theta, t^*; \xi) = n_+^* - n_-^* \approx \xi q_1(r^*, \theta, t^*) \quad (1.5)$$

$$s(r^*, \theta, t^*; \xi) = n_+^* + n_-^* \approx 2 + \xi s_1(r^*, \theta, t^*)$$

$$E^*(r^*, \theta, t^*; \xi) \approx E_{(0)}(r^*, \theta, t^*)$$

Подставив соотношения (1.5) в уравнения (1.1) — (1.2) и граничные условия (1.3) — (1.4), после простых вычислений получим

$$s_1 = 0, \quad q_1 = \text{Re } Q, \quad E_{r(0)} = \cos \theta \text{ Re}(F(r^*))$$

$$E_{\theta(0)} = -\sin \theta \text{ Re}(\Phi(r^*)), \quad A^2 = \delta_a^2 + i\Omega \quad (1.6)$$

$$Q = 2\delta_a^2 A^2 W \cos \theta r^{*-1} \exp(Ar^*) (1 + (Ar^*)^{-1}), \quad \text{Re } A > 0$$

$$W = -(C + \exp(-A) (1 + A^{-1})) \quad (1.7)$$

$$\Phi(r^*) = 1 + W \left[\frac{C}{r^{*2}} + \frac{\exp(-Ar^*)}{r^{*2}} (1 + (Ar^*)^{-1}) \right]$$

$$F(r^*) = 1 - W \left[\frac{2C}{r^{*2}} + \frac{A \exp(-Ar^*)}{r^*} \left(1 + \frac{2}{Ar^*} + \frac{2}{A^2 r^{*2}} \right) \right]$$

$$C = \exp(-A) [\delta_a^2 (A^3 + 2A^2 + 2A) - (A + 3 + 3A^{-1})] / 3$$

Полученные выражения будем использовать при нахождении проводимости и диэлектрической проницаемости магнитной жидкости. Рассмотрим прохождение переменного электрического тока в магнитной жидкости, находящейся в электролитической ячейке с плоскопараллельными идеально поляризуемыми электродами. Объемную концентрацию частиц будем считать малой, а их распределение — статистически однородным. Будем рассматривать случай больших частот, когда $\omega\tau \gg 1$ (τ — характерное время релаксации заряда в жидкости-носителе). Для чистой слабопроводящей жидкости в этом случае напряженность электрического поля и проводимость постоянны, плотность объемного заряда равна нулю всюду, за исключением узких приэлектродных пограничных слоев, а напряженность электрического поля в пренебрежении членами порядка $(\omega\tau)^{-1}$ равна приложенной. Такое распределение средних характеристик среды, очевидно, сохраняется при $\alpha \rightarrow 0$. Таким образом, для вычисления импеданса ячейки с магнитной жидкостью достаточно найти связь средних значений полного тока и напряженности электрического поля вне приэлектродных пограничных слоев [7].

Для удобства записи сдвига фаз между приращениями различных электрогидродинамических величин будем рассматривать все искомые

функции как комплексные. Средние значения величин введем с помощью обычной процедуры осреднения по объему [8]. При вычислении главных поправок по объемной концентрации к свойствам жидкости-носителя в случае, когда $\alpha \rightarrow 0$, можно считать, что возмущения электрогидродинамических параметров жидкости, вносимые частицей, затухают на расстояниях, малых по сравнению с характерным расстоянием между частицами. В этом случае при осреднении можно воспользоваться результатами решения задачи об одной частице.

Получим связь средних значений полного тока и напряженности электрического поля в ячейке с магнитной жидкостью. Воспользовавшись определением среднего полного тока, запишем

$$\langle \mathbf{I} \rangle = -\frac{b_0 k T}{V} \int_{V_i} \nabla (n_+ - n_-) dV + \frac{eb_0}{V} \int_{V_i} (n_+ + n_-) \mathbf{E} dV + \frac{\varepsilon}{4\pi V} \int_{V_i} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} dV + \frac{1}{V} \int_{V_p} \mathbf{I} dV \quad (1.8)$$

Здесь V_p и V_i — объемы, занимаемые соответственно частицами и жидкостью-носителем в объеме V смеси.

В силу равенства нулю напряженности электрического поля внутри частиц

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon}{4\pi V} \int_{V_i} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} dV &= \frac{\varepsilon}{4\pi V} \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_i} \mathbf{E} dV = \\ &= \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \langle \mathbf{E} \rangle = \frac{i\omega\varepsilon}{4\pi} E_0 \exp(i\omega t) \mathbf{e}_x \end{aligned} \quad (1.9)$$

Здесь E_0 — амплитуда изменения напряженности электрического поля, \mathbf{e}_x — единичный вектор, перпендикулярный плоскостям электродов.

Так как в рассматриваемом приближении изменение проводимости жидкости равно нулю и $s_1 = 0$, то второе слагаемое в правой части равенства (1.8) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \frac{eb_0}{V} \int_{V_i} (n_+ + n_-) \mathbf{E} dV &= \frac{2eb_0 n_0}{V} \int_{V_i} \mathbf{E} dV = \\ &= \frac{\sigma}{V} \int_{V_i} \mathbf{E} dV = \frac{\sigma}{V} \int_V \mathbf{E} dV = \sigma \langle \mathbf{E} \rangle = \sigma E_0 \exp(i\omega t) \mathbf{e}_x \end{aligned} \quad (1.10)$$

Используя предположение об отсутствии взаимодействия частиц и результаты решения задачи об одной частице, первое слагаемое в правой части равенства (1.8) запишем в виде (N — число частиц в объеме V)

$$\begin{aligned} -\frac{b_0 k T}{V} \int_{V_i} \nabla (n_+ - n_-) dV &\approx -\frac{b_0 k T}{V} N \int_{r \geq a} \nabla (n_+ - n_-) dV = \\ &= \alpha \sigma \delta_a^2 A^2 W \exp(-A) (1 + A^{-1}) E_0 \exp(i\omega t) \mathbf{e}_x \end{aligned} \quad (1.11)$$

При получении этого соотношения учитывалось, что вдали от пробной частицы напряженность электрического поля в пренебрежении членами порядка α равна $\langle \mathbf{E} \rangle$. Последнее слагаемое в правой части равенства (1.8) преобразуем, воспользовавшись соленоидальностью полного тока и условием непрерывности его нормальной компоненты на межфазной границе

$$\frac{1}{V} \int_{V_p} \mathbf{I} \mathbf{e}_x dV \approx \frac{N}{V} \int_{-a}^a dx_1 \int_{S_p(x_1)} \mathbf{I} \mathbf{e}_x ds = -\frac{N}{V} \int_{-a}^a dx_1 \int_{S_p(x_1)} I_r |_{r=a} ds \quad (1.12)$$

Здесь $s_p(x_1)$ — сечение частицы плоскостью $x=x_1$, $S_p(x_1)$ — часть поверхности частицы, заключенная между этим сечением и плоскостью $x=-a$. Используя результаты решения задачи об одной частице (1.7) и равенств (1.12), последний интеграл в правой части (1.8) можно записать в виде

$$\frac{1}{V} \int_{V_p} \mathbf{I} dV = \alpha \sigma \delta_a^2 A^2 (1-2WC) E_0 \exp(i\omega t) \mathbf{e}_x \quad (1.13)$$

Используя соотношения (1.9)–(1.12), (1.13), можно получить общее выражение для $\langle \mathbf{I} \rangle$, которое в предельном случае $\omega \tau = \Omega \delta_a^2 \gg 1$ в проекции на направление \mathbf{e}_x запишется в виде

$$\langle \mathbf{I} \rangle = \left(\sigma_{mf} + \frac{i\omega}{4\pi} \varepsilon_{mf} \right) E_0 \exp(i\omega t) \quad (1.14)$$

$$\sigma_{mf} = \sigma \left(1 + 3 \frac{P(\Omega)}{(\Omega+2)(\sqrt{\Omega} + \sqrt{2})} \alpha \right) \quad (1.15)$$

$$\varepsilon_{mf} = \varepsilon (1 + 3\alpha), \quad P(\Omega) = \Omega^{3/2} - 2^{-1/2} \Omega - \sqrt{\Omega} - \sqrt{2} \quad (1.16)$$

Выражение (1.14) имеет тот же вид и для чистой слабопроводящей жидкости-носителя: в этом случае вместо σ_{mf} и ε_{mf} в (1.14) стоят σ и ε — проводимость и диэлектрическая проницаемость жидкости-носителя. Назовем величины σ_{mf} и ε_{mf} эффективными проводимостью и диэлектрической проницаемостью магнитной жидкости в пределе больших частот. Выражение для ε_{mf} совпадает с приведенной в [8] формулой для диэлектрической проницаемости смеси, если в этой формуле устремить к бесконечности диэлектрическую проницаемость дисперсной фазы. Эффективная проводимость магнитной жидкости σ_{mf} , так же как и диэлектрическая проницаемость, зависит от α , однако для σ_{mf} характер этой зависимости определяется значением параметра $\Omega = \omega a^2 / D_0$. При малых значениях параметра Ω проводимость убывает с ростом α , при больших — растет. При $\Omega = \Omega_0$ ($\Omega_0 \approx 3,044$ — корень уравнения $P(\Omega) = 0$) значение $\sigma_{mf} = \sigma$ и не зависит от параметра α . Таким образом, по характеру зависимости σ_{mf} от α при известной частоте изменения напряженности электрического поля можно судить о размере частиц в магнитной жидкости.

На основе полученных результатов можно предложить способ определения размера частиц в магнитной жидкости. Действительно, при известных объемной концентрации дисперсной фазы, частоте изменения напряженности электрического поля, коэффициента диффузии ионов и проводимости жидкости-носителя правая часть равенства (1.15) содержит только один неизвестный параметр — радиус частиц a . Его можно определить, подобрав значение параметра a , при котором теоретическая и экспериментальная зависимости σ_{mf} от ω совпадают.

2. Ниже приводятся результаты экспериментального исследования прохождения переменного электрического тока в магнитной жидкости на основе керосина и сопоставление их с теорией.

Мостовым методом в диапазоне частот 10–30 кГц измерялись емкость C и тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$ измерительной ячейки, представляющей собой плоский конденсатор, заполненный магнитной жидкостью. Исследовалась магнитная жидкость на основе керосина, ферромагнетик — магнетит, стабилизированный олеиновой кислотой. Использовались электроды из нержавеющей стали диаметром $5 \cdot 10^{-2}$ м, межэлектродное расстояние $(3-22) \cdot 10^{-4}$ м. Измеряемые величины пересчитывались в диэлектрическую проницаемость и проводимость по формулам

$$\varepsilon = 4\pi CL/S, \quad \sigma = ef \text{tg } \delta/2 \quad (2.1)$$

Здесь L — межэлектродное расстояние, S — площадь электродов, f — частота приложенной к электродам разности потенциалов ($f = \omega/2\pi$). Пересчет (2.1) справедлив при $\omega \tau \gg 1$ [7], в этом случае $\text{tg } \delta = 1/(\omega \tau)$. Обработка экспериментальных данных проводилась численно на ЭВМ БЭСМ-6.

K	$f = 10$ кГц	15	20	25	30
ϵ_{mf}					
8	2,151	2,149	2,148	2,148	2,147
16	1,994	1,993	1,992	1,992	1,991
32	1,937	1,936	1,936	1,935	1,935
64	1,893	1,892	1,892	1,892	1,892
σ_{mf}					
8	3,71	3,84	4,00	4,11	4,25
11	2,21	2,27	2,32	2,38	2,41
32	0,89	0,91	0,95	1,01	1,03
64	0,34	0,35	0,35	0,36	0,36

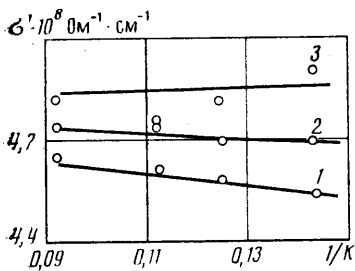
В таблице представлены некоторые экспериментальные значения диэлектрической проницаемости ϵ_{mf} и проводимости σ_{mf} магнитной жидкости при разных значениях коэффициента разбавления K (магнитная жидкость с объемной концентрацией магнетита, в K раз меньшей исходной, получалась путем смешивания одного объема исходной жидкости с $K-1$ объемом чистого керосина). Результаты измерений показывают, что при всех рассмотренных концентрациях дисперсной фазы в интервале частот, для которых $\text{tg } \delta \leq 0,2$, ϵ практически не зависит от частоты f , а σ_{mf} растет с увеличением f . Эти данные качественно согласуются с теоретическими результатами разд. 1.

Данные по измерению ϵ_{mf} при различных значениях K позволяют определить объемную долю дисперсной фазы в исходной (неразбавленной) магнитной жидкости α_0 и диэлектрическую проницаемость жидкости-носителя ϵ_0 . Эксперименты показывают, что ϵ_{mf} является линейной функцией $1/K$. Сравнивая экспериментальную зависимость ϵ_{mf} от α ($=\alpha_0/K$) с теоретической, получим, что ϵ_0 представляет собой ординату точки пересечения прямой $\epsilon_{mf}(1/K)$ с осью $1/K=0$, а α_0 равна тангенсу угла, образованного этой прямой с осью $\epsilon_{mf}=0$, деленному на $3\epsilon_0$. Обработка экспериментальных данных дает значения $\epsilon_0=1,83 (\pm 0,03)$, $\alpha_0=0,36 (\pm 0,1)$.

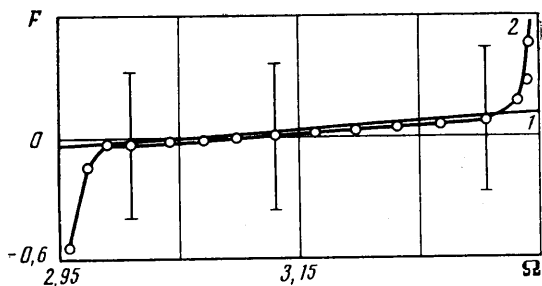
При исследовании проводимости магнитной жидкости необходимо учитывать, что σ_{mf} ($\sim 10^{-8}$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$) на несколько порядков превосходит проводимость керосина ($\sim 10^{-13}$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$). Сильное отличие проводимости магнитной жидкости от проводимости керосина, на основе которого она изготовлена, связано, по-видимому, с тем, что в процессе приготовления магнитной жидкости в нее попадает некоторое количество ионов примесей. После смешивания магнитной жидкости с чистым керосином получается жидкость не только с другой объемной концентрацией дисперсной фазы, но и с другой проводимостью жидкости-носителя. Считая, что попавшая в процессе приготовления магнитной жидкости примесь является сильным электролитом, и пренебрегая проводимостью чистого керосина по сравнению с σ_{mf} , получим, что соотношение, описывающее зависимость σ_{mf} от K , при малых $\alpha=\alpha_0/K$ имеет вид

$$\sigma' = \sigma_0 \left(1 + \Phi \left(\Omega', \frac{\alpha_0}{K} \right) \right), \quad \sigma' = \sigma_{mf} \left(\frac{K - \alpha_0}{1 - \alpha_0} \right) \quad (2.2)$$

Здесь Ω' — некоторый безразмерный параметр, пропорциональный частоте изменения приложенной к электродам разности потенциалов, σ_0 — проводимость жидкости-носителя до разбавления, Φ — неизвестная функция, характеризующая отклонение проводимости магнитной жидкости от проводимости жидкости-носителя, обусловленное наличием дисперсных частиц. Значения $\Phi(\Omega', \alpha_0/K)$ при $\alpha_0/K \ll 1$ малы по сравнению с единицей. Анализ экспериментальных данных и сопоставление их с теорией удобно проводить с использованием соотношения (2.2), в котором при



Фиг. 1



Фиг. 2

нормировке проводимости магнитной жидкости учитывается изменение при разбавлении проводимости жидкости-носителя. Из экспериментальных данных следует, что при малых значениях α_0/K величина σ' линейно зависит от α_0/K (фиг. 1) и соотношение (2.2) можно переписать в виде (F — неизвестная функция)

$$\sigma' = \sigma_0 \left(1 + F(\Omega') \frac{\alpha_0}{K} \right) \quad (2.3)$$

Таким образом, поправка к проводимости жидкости, вызванная наличием дисперсных частиц, линейно зависит от α и растет с увеличением f (фиг. 1), что согласуется с теоретическими результатами разд. 1. Кривые 1—3 на этой фигуре соответствуют значениям частоты 20, 22 и 24 кГц.

Воспользовавшись равенством (1.19) и экспериментальными данными, найдем размер дисперсных частиц и σ_0 . Легко видеть, что, согласно (1.19), прямые $\sigma'(\alpha)$ при разных значениях частоты пересекаются с осью $\alpha=0$ в одной точке, ордината которой равна σ_0 . Полученные в эксперименте зависимости σ' от $1/K$ при разных частотах представляют собой отрезки прямых (фиг. 1). Экстраполируя их до пересечения с осью $1/K=0$ и используя соотношение (2.3), получим, что $\sigma_0 = (4,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Для оценки размера частиц в магнитной жидкости предположим, что $\Omega' = \Omega = 2\pi/\alpha^2/D$. Подберем значение отношения a^2/D таким образом, чтобы экспериментальная зависимость множителя при объемной концентрации дисперсной фазы $F(\Omega)$ лежала наиболее близко (в норме C) к теоретической. На фиг. 2 дана теоретическая зависимость $F(\Omega)$ (кривая 1) и значения этой функции, полученные экспериментально. Приведенный теоретический график соответствует значению $a^2/D = 2,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}$. Предполагая для оценки, что $D \approx 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, получим значение эффективного диаметра содержащихся в магнитной жидкости частиц ферромагнетика порядка 0,3 мкм. Центрифугирование магнитной жидкости приводит к уменьшению эффективного размера остающихся в жидкости дисперсных частиц. Уменьшение размера частиц в центрифугированных образцах магнитной жидкости проявлялось при обработке экспериментальных данных по ее проводимости с использованием изложенной выше методики.

Для более точного определения зависимости эффективных свойств среды от ее микроструктуры необходимо, вообще говоря, вводить функцию распределения частиц по размерам. Анализ показывает, что описание полидисперсной магнитной жидкости в рамках модели монодисперсной среды в рассматриваемом диапазоне значений параметров дает при обработке эксперимента несколько завышенное значение размера частиц. Однако точность имеющихся в настоящее время экспериментальных данных не дает возможности проверить и использовать для определения свойств жидкости более полную теоретическую модель, учитывающую полидисперсность, конечность толщины слоя покрывающего частицу поверхность-активного вещества, заряд частиц и другие факторы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Зубков С. Ю., Мигькин Ю. А., Орлов Д. В.* Диэлектрическая проницаемость феррожидкостей в магнитном поле // *Электрон. обработка материалов*. 1981. № 5. С. 36–38.
2. *Кронкалнс Г. Е.* Экспериментальное исследование диэлектрических свойств магнитных жидкостей // *Матер. III Всесоюз. школы-семинара по магнитным жидкостям*. Плес, 1983. М.: Изд-во МГУ, 1983. С. 142–146.
3. *Таблицы физических величин*. М.: Атомиздат, 1976. 1005 с.
4. *Кухлинг Х.* Справочник по физике. М.: Мир, 1982. 519 с.
5. *Остроумов Г. А.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. М.: Наука, 1979. 319 с.
6. *Гогосов В. В., Поллнский В. А.* Электродинамика. Задачи и приложения, основные уравнения, разрывные решения // *Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа*. М.: ВИНТИ, 1976. Т. 10. С. 5–85.
7. *Кубасов А. А., Шихмурзаев Ю. Д.* Электропроводность магнитной жидкости в переменном электрическом поле // *Отчет Ин-та механики МГУ*. 1985. № 3129. 101 с.
8. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 623 с.

Москва

Поступила в редакцию
30.V.1986