

О ПРЕДЕЛЬНОЙ ВЯЗКОСТИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СУСПЕНЗИЙ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю. Л. Райхер, М. И. Шлюмис

(Пермь)

Вычисляется эффективная вязкость суспензии ферромагнитных частиц с анизотропией типа «легкая ось». Рассматривается случай, когда магнитное поле, в котором течет суспензия, велико по сравнению с внутренним полем анизотропии, и предположение о «вмороженности» магнитных моментов частиц неприменимо. Найдена зависимость вязкости от поля анизотропии. Обсуждается вопрос о величине вязкости при произвольном отношении напряженностей внутреннего и внешнего полей.

1. Концепция вращательной вязкости, развитая в [1], позволяет объяснить наблюдаемое в опытах [2, 3] увеличение вязкости суспензий ферромагнитных частиц под влиянием приложенного магнитного поля. Причина этого эффекта состоит в следующем. В отсутствие поля угловая скорость вращения взвешенных в потоке частиц ω устанавливается равной локальной угловой скорости вращения жидкости $\Omega = 1/2 \operatorname{rot} v$. Вязкость в этом случае описывается формулой Эйнштейна

$$(1.1) \quad \eta = \eta_0 \left(1 + \frac{5}{2} \Phi \right)$$

где η_0 — вязкость жидкости-носителя, Φ — объемная концентрация твердой фазы. При помещении суспензии в однородное магнитное поле \mathbf{H} последнее оказывает на магнитные моменты частиц μ ориентирующее воздействие, препятствуя свободному вращению частиц в вихревом потоке. Возникающей разности угловых скоростей $\Omega - \omega$ соответствует момент сил трения $6\eta_0 V (\Omega - \omega)$, где V — объем сферической частицы. Это дополнительное внутреннее трение проявляется в увеличении эффективной вязкости суспензии: $\eta_e = \eta + \eta_r$, где η_r — вращательная вязкость.

Величина η_r существенно зависит от энергии магнитокристаллической анизотропии ферромагнетика, определяющей взаимодействие магнитного момента μ с вращательными степенями свободы частицы. В отсутствие такого взаимодействия (модель «свободных» магнитных диполей) ориентация вектора μ в направлении поля \mathbf{H} не мешает свободному вращению частицы в потоке ($\omega = \Omega$), так что в этой модели $\eta_r = 0$. В пределе сильного взаимодействия, когда магнитный момент жестко связан с телом частицы (модель «вмороженных» диполей), приложенное поле существенно затрудняет ее вращение, и при достаточно большой напряженности поля вращение частицы в потоке вообще прекращается, сменяясь ее скольжением ($\omega = 0$) вдоль соответствующей плоскости сдвига. Вращательная вязкость $\eta_r(H)$ достигает при этом своего предельного значения (эффект насыщения), равного [4]

$$\eta_r(\infty) = \frac{3}{2} \eta_0 \Phi$$

В реальных ферромагнитных кристаллах между направлением вектора μ и кристаллографическими осями частицы осуществляется тип связи, промежуточный между моделями свободных и вмороженных диполей:

при конечной энергии магнитной анизотропии можно говорить лишь о частичной вмороженности магнитного момента. Поэтому даже сколь угодно сильное внешнее поле, обеспечивая постоянство ориентации моментов μ , не может полностью предотвратить вращение частиц, вызываемое гидродинамическими силами.

Предельное значение вязкости $\eta_r(\infty)$ любой реальной магнитной суспензии должно лежать в интервале

$$0 < \eta_r(\infty) < \frac{3}{2} \eta_0 \Phi$$

Ниже будет вычислено $\eta_r(\infty)$ для суспензии ферромагнитных частиц с анизотропией типа «легкая ось».

2. В устойчивых магнитных коллоидах используются ферромагнитные частицы с линейными размерами $\mu \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ см. При указанных размерах каждая частица представляет собой отдельный однородно намагниченный домен с дипольным моментом $\mu = M_S V$, где M_S — намагниченность насыщения материала частицы. Энергия такой частицы во внешнем поле определяется формулой

$$(2.1) \quad U = -\mu H (\mathbf{e} \cdot \mathbf{h}) - KV (\mathbf{e} \cdot \mathbf{n})^2, \quad \mathbf{e} = \mu / \mu, \quad \mathbf{h} = \mathbf{H} / H$$

где K — плотность энергии магнитокристаллической анизотропии, \mathbf{n} — единичный вектор в направлении оси легчайшего намагничивания.

Всякое отклонение вектора \mathbf{e} от равновесной ориентации, определяемой направлением эффективного поля

$$(2.2) \quad \mathbf{H}_e = -\mu^{-1} \frac{\partial U}{\partial \mathbf{e}} = H \mathbf{h} + 2KM_S^{-1} \mathbf{n} (\mathbf{e} \cdot \mathbf{n})$$

сопровождается ларморовской прецессией магнитного момента μ вокруг \mathbf{H}_e . Следует иметь в виду, что время затухания ларморовской прецессии ($\lesssim 10^{-9}$ сек) мало по сравнению с любыми гидродинамическими временами, и поэтому в каждый момент времени внутреннее состояние частицы можно считать равновесным ($\mathbf{e} \parallel \mathbf{H}_e$). Как видно из (2.2), величина и направление \mathbf{H}_e определяются векторной суммой напряженностей внешнего поля H и поля анизотропии $H_A = 2K / M_S$. Поэтому при $H_A \gg H$ допустимо предположение о вмороженности момента ($\mathbf{e} \parallel \mathbf{n}$), принятое в [1, 5]. Опуская несущественную константу в выражении для U , получаем из (2.1) $U = -\mu H (\mathbf{n} \cdot \mathbf{h})$. Момент магнитных сил, действующих на частицу

$$(2.3) \quad \mathbf{m} = -(\mathbf{n} \times \partial U / \partial \mathbf{n})$$

равен при этом $(\mu \times \mathbf{H})$.

При $K = 0$ ($H_A = 0$) имеем «изотропный» магнитный кристалл, в котором разрывается связь между магнитными и механическими степенями свободы (модель свободных диполей). В этом случае вращающий момент $\mathbf{m} = 0$, так как магнитная энергия $U = -(\mu \mathbf{H})$ не зависит от ориентации \mathbf{n} легкой оси частицы.

Для определения предельной вязкости суспензии из ферромагнитных частиц с конечной анизотропией в сильном внешнем поле нужно рассмотреть случай, когда

$$(2.4) \quad H \gg H_A, \quad H_A = 2K / M_S$$

Из условия равновесия $\mathbf{e} \parallel \mathbf{H}_e$ и выражения (2.2) для эффективного поля \mathbf{H}_e следует, что при выполнении неравенства (2.4) магнитный момент частицы можно считать параллельным приложенному полю: $\mathbf{e} = \mathbf{h}$. Для магнитной энергии частицы (2.1) и вращающего момента (2.3) получа-

ется при этом

$$(2.5) \quad U = -KV (\mathbf{n} \cdot \mathbf{h})^2, \quad \mathbf{m} = 2 KV (\mathbf{n} \cdot \mathbf{h}) (\mathbf{n} \times \mathbf{h})$$

В дальнейшем вместо псевдовекторов часто будут использоваться дуальные им антисимметричные тензоры, например для (2.5) имеем

$$(2.6) \quad m_{ik} = \varepsilon_{ikl} m_l = 2KV (n_i h_k - n_k h_i) n_l h_l$$

3. При гидродинамическом описании суспензии как однородной сплошной среды учет вращательных степеней свободы частиц требует введения дополнительной макроскопической переменной S — объемной плотности внутреннего момента импульса. Последняя имеет смысл произведения $I \langle \omega \rangle$, где I — сумма собственных моментов инерции сферических частиц, содержащихся в единице объема суспензии, $\langle \omega \rangle$ — средняя угловая скорость их вращения. Тензор напряжений среды с внутренним вращением содержит антисимметричную часть [6]

$$(3.1) \quad \sigma_{ik}^a = \varepsilon_{ikl} \sigma_l, \quad \delta = (2\tau_S)^{-1} (S - I\Omega)$$

где $\tau_S = a^2 \rho / 15\eta_0$ — время релаксации внутреннего момента, ρ — плотность частицы. Изменение плотности внутреннего момента импульса описывается уравнением

$$(3.2) \quad \frac{dS}{dt} = -\frac{1}{\tau_S} (S - I\Omega) + M$$

где M — объемная плотность момента сторонних сил, действующих непосредственно на частицы и поддерживающих разность угловых скоростей вращения частиц $\langle \omega \rangle$ и жидкости Ω : при $M = 0$ релаксация S к равновесному значению $I\Omega$ происходит за очень короткое время порядка τ_S и тензор напряжений оказывается симметричным ($\sigma = 0$).

В рассматриваемом случае выражение для M должно быть получено путем усреднения «микроскопического» вращающего момента (2.6) по ориентациям легких осей частиц

$$(3.3) \quad M_{ik} = N \langle m_{ik} \rangle = N_{il} B_{kl} - N_{kl} B_{il} \\ N_{ik} = N \langle n_i n_k \rangle, \quad B_{ik} = 2KV h_i h_k$$

(N — число частиц в единице объема взвеси). Поскольку оба направления оси легчайшего намагничивания эквивалентны, степень ориентации суспензии, состоящей из таких «квадрупольных» частиц, характеризуется симметричным «тензором ориентации» N_{ik} ; интенсивность фактора, создающего преимущественную ориентацию, определяется «тензором анизотропии» B_{ik} . Укажем на аналогию между (3.3) и моментом сил $M_{ik} = I_i H_k - I_k H_i$, действующим на суспензию «жестких» диполей: в данном случае N_{ik} и B_{ik} играют ту же роль, что и, соответственно, намагниченность I_i и внешнее поле H_i в модели замороженных магнитных моментов.

К уравнению

$$(3.4) \quad \frac{d}{dt} S_{ik} = -\frac{1}{\tau_S} (S_{ik} - I\Omega_{ik}) + (N_{il} B_{kl} - N_{kl} B_{il})$$

получающемуся подстановкой (3.3) в (3.2), нужно присоединить уравнение движения тензора N_{ik} . Для вывода недостающего уравнения воспользуемся следующими соображениями. В системе отсчета, вращающейся с угловой скоростью $\langle \omega \rangle$, в которой средняя скорость вращения частиц равна нулю, любое отклонение плотности ориентации N_{ik} от равновесной

N_{ik}° должно со временем исчезнуть. Предположим, что это исчезновение происходит по релаксационному закону

$$(3.5) \quad \frac{d'}{dt} N_{ik} = -\frac{1}{\tau} (N_{ik} - N_{ik}^{\circ})$$

где d'/dt — производная во вращающейся системе отсчета, τ — время ориентационной релаксации. Скорости изменения симметричного тензора второго ранга в неподвижной и вращающейся системах отсчета связаны кинематическим соотношением

$$(3.6) \quad \frac{d}{dt} N_{ik} = -(\langle \omega_{il} \rangle N_{kl} + \langle \omega_{kl} \rangle N_{il}) + \frac{d'}{dt} N_{ik}$$

Подставляя в (3.6) $\langle \omega_{ik} \rangle = I^{-1} S_{ik}$ и (3.5), имеем

$$(3.7) \quad \frac{d}{dt} N_{ik} = -\frac{1}{\tau} (N_{ik} - N_{ik}^{\circ}) - \frac{1}{I} (S_{il} N_{kl} + S_{kl} N_{il})$$

Ориентации легких осей в направлении приложенного поля препятствует тепловое (броуновское) движение частиц. В этих условиях время релаксации τ должно быть отождествлено с броуновским временем вращательной диффузии, т. е. для квадрупольных частиц $\tau = \eta_0 V / kT$, а равновесное распределение по ориентациям совпадает с каноническим

$$W_0 \sim \exp(-U / kT)$$

(k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура). Пользуясь выражением (2.5) для U , получим нормированную функцию распределения

$$(3.8) \quad W_0 = (4\pi F)^{-1} \exp[\lambda (\mathbf{h} \cdot \mathbf{n})]$$

$$\lambda = KV / kT, \quad F(\lambda) = \int_0^1 e^{\lambda x^2} dx$$

Для компонент равновесного тензора ориентации

$$N_{ik}^{\circ} = N \langle n_i n_k \rangle_0 = N \int n_i n_k W_0 d^3 \mathbf{n}$$

вычисление дает

$$(3.9) \quad N_{ik}^{\circ} = N (F_1 \delta_{ik} + F_2 h_i h_k)$$

$$F_1 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{F'}{F} \right), \quad F_2 = \frac{3}{2} \left(\frac{F'}{F} - \frac{1}{3} \right), \quad F' = \frac{dF}{d\lambda}$$

Безразмерный параметр λ — отношение энергии магнитной анизотропии частицы к энергии ее теплового движения — выступает здесь как аналог ланжевеновского аргумента $\xi = \mu H / kT$ в модели замороженных диполей [1,5]. Напомним, что эта модель соответствует предположению $\lambda \gg \xi$, тогда как в данной работе рассматривается обратный предельный случай ($\xi \gg \lambda$).

Приведем асимптотические формулы для статистического интеграла $F(\lambda)$. При малых λ он представим в виде ряда

$$(3.10) \quad F = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n}{n! (2n+1)}, \quad \lambda \ll 1$$

Чтобы найти асимптотику при больших λ , заметим, что F удовлетворяет уравнению

$$F' = (2\lambda)^{-1} (e^\lambda - F)$$

Учитывая это, можно получить формулу

$$(3.11) \quad F = \frac{e^\lambda}{2\lambda} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n-1)!!}{2^n \lambda^n} \right], \quad \lambda \gg 1$$

Из (3.9) — (3.11) следует, что при $\lambda = 0$ суспензия изотропна ($N_{ik}^\circ = = 1/3 N \delta_{ik}$), а при $\lambda \rightarrow \infty$ оси анизотропии всех частиц параллельны приложенному полю ($N_{ik}^\circ = N h_i h_k$).

4. В стационарном случае ($d/dt = 0$) уравнения (3.4) и (3.7) принимают вид

$$(4.1) \quad \begin{aligned} S_{ik} - I\Omega_{ik} &= \tau_S (N_{il} B_{kl} - N_{kl} B_{il}) \\ N_{ik} - N_{ik}^\circ &= -\tau I^{-1} (S_{il} N_{kl} + S_{kl} N_{il}) \end{aligned}$$

Уравнение (4.1) позволяет исключить S_{ik} из выражения (3.4) для антисимметричной части тензора напряжений. Получим

$$(4.2) \quad \sigma_i = (KV/4) \varepsilon_{ikl} (N_{km} B_{lm} - N_{lm} B_{km})$$

$$(4.3) \quad \begin{aligned} N_{ik} - N_{ik}^\circ &= -\tau (\Omega_{il} N_{kl} + \Omega_{kl} N_{il}) \times \\ &\times (\lambda / 3N) [N_{lm} h_l (N_{im} h_k + N_{km} h_i) - 2N_{il} N_{km} h_l h_m] \end{aligned}$$

Приступая к решению уравнения (4.3), заметим, что из-за малости τ ($\sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ сек) условие $\Omega\tau \ll 1$ выполняется для всех практически интересных значений Ω . В покоящейся жидкости ($\Omega = 0$) решением уравнения (4.3) является $N_{ik} = N_{ik}^\circ$. Тензор ориентации частиц в движущейся жидкости отличается от N_{ik}° , определенного формулами (3.9), но разность $N_{ik} - N_{ik}^\circ = n_{ik}$ мала из-за малости $\Omega\tau$. Считая n_{ik} и $\Omega\tau$ величинами одного порядка, находим из (4.3) в линейном приближении

$$(4.4) \quad n_{ik} = -\frac{N\tau F_2}{1 + 1/3\lambda F_2} (\Omega_{il} h_k + \Omega_{kl} h_i) h_l$$

Подставляя найденное значение N_{ik} в (4.2), получим

$$(4.5) \quad \begin{aligned} \sigma &= 2\eta_r [\mathbf{h} \times (\mathbf{h} \times \Omega)], \quad \eta_r = 3/2 \eta_0 \varphi f_1(\lambda) \\ f_1 &= \frac{\lambda}{2} \left(\frac{F'}{F} - \frac{1}{3} \right) \left[1 + \frac{\lambda}{2} \left(\frac{F'}{F} - \frac{1}{3} \right) \right]^{-1} \end{aligned}$$

Коэффициент η_r есть вращательная вязкость [1, 7, 8]. Включая ее в формулу Эйнштейна (1.1), имеем с точностью первого порядка по концентрации

$$(4.6) \quad \eta_e = \eta_0 \left\{ 1 + \varphi \left[\frac{5}{2} + \frac{3}{2} f_1(\lambda) \sin^2 \alpha \right] \right\}$$

где α — угол между векторами \mathbf{h} и Ω . При $\mathbf{h} \parallel \Omega$ вращательная вязкость не проявляется, так как в этом случае ориентация оси анизотропии частицы вдоль \mathbf{h} не мешает ей вращаться со скоростью Ω вокруг той же оси.

График $f_1(\lambda)$ представлен на фиг. 1 (сплошная линия). Асимптотику этой функции можно найти из (3.10) и (3.11)

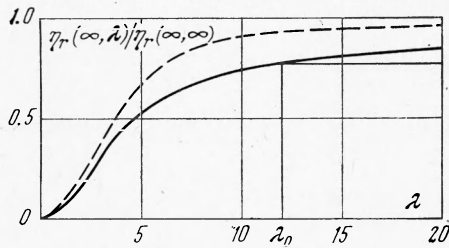
$$(4.7) \quad f_1(\lambda) = \begin{cases} 2/45\lambda^2, & \lambda \ll 1 \\ 1 - 3/\lambda, & \lambda \gg 1 \end{cases}$$

5. Как показано в п. 4, для определения вращательной вязкости суспензии нужно представить антисимметричную часть тензора напряжений (4.2) в форме (4.5). Это удастся сделать, исключая из (4.2) тензор ориентации движущейся суспензии N_{ik} , который в п. 3 и 4 найден феноменологическим путем с привлечением уравнения (3.7).

С целью уточнить зависимость вращательной вязкости от параметра анизотропии λ вычислим N_{ik} непосредственно из кинетического уравнения, каковым для броуновских частиц взвеси является уравнение Фоккера — Планка. При рассмотрении вращательной диффузии это уравнение удобно записать в виде [9]

$$(5.1) \quad \frac{\partial W}{\partial t} + (\mathbf{L}\omega)W = 0$$

$$\mathbf{L} \equiv \mathbf{n} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}}$$



[Фиг. 1

где $W(\mathbf{n}, t)$ — плотность вероятности направлений оси анизотропии частицы, \mathbf{L} — оператор бесконечно малого поворота, ω — угловая скорость частицы. Последняя определяется

(в пренебрежении инерцией) из условия равенства нулю суммы всех моментов сил, действующих на взвешенную в жидкости частицу

$$(5.2) \quad -\mathbf{L}U + 6\eta_0 V(\mathbf{\Omega} - \omega) - kT\mathbf{L} \ln W = 0$$

Первые два члена в (5.2) суть моменты регулярных сил — магнитных (2.5) и вязких, третий член — момент случайных сил. Из (5.2) находим

$$(5.3) \quad \omega = (6\tau)^{-1} [6\tau\mathbf{\Omega} + 2\lambda(\mathbf{nh})(\mathbf{n} \times \mathbf{h}) - \mathbf{L} \ln W]$$

Здесь использованы введенные ранее обозначения: $\tau = \eta_0 V / kT$, $\lambda = KV / kT$. Подставляя (5.3) в (5.1), получим для стационарной функции распределения уравнение

$$(5.4) \quad \mathbf{L}[\mathbf{L} - 2\lambda(\mathbf{nh})(\mathbf{n} \times \mathbf{h}) - 6\tau\mathbf{\Omega}]W = 0$$

Для неподвижной суспензии ($\mathbf{\Omega} = 0$) решением W_0 уравнения (5.4) является распределение Гиббса (3.8). Поэтому в движущейся жидкости, учитывая малость $\Omega\tau$, удобно искать функцию распределения в виде

$$(5.5) \quad W = W_0(1 + \chi), \quad \langle \chi \rangle_0 = \int \chi W_0 d^3\mathbf{n} = 0$$

где χ — величина порядка $\Omega\tau$. Выше отмечалась «двусторонность» оси анизотропии: W инвариантна относительно замены \mathbf{n} на $-\mathbf{n}$. Отсюда следует, что разложение скалярной функции χ по степеням вектора \mathbf{n} может содержать только четные произведения его компонент. В первом исчезающем порядке

$$(5.6) \quad \chi = G_{ik}(\lambda, \mathbf{h}, \Omega\tau) n_i n_k$$

Ω и h — псевдовекторы. Учитывая это, можно убедиться, что единственным линейным по $\Omega\tau$ истинным скаляром вида (5.6) является

$$(5.7) \quad \chi = g(\lambda) \tau (\mathbf{nh}) (\mathbf{n} \times \mathbf{h}) \cdot \Omega$$

После подстановки (5.5) и (5.7) в уравнение (5.4) последнее умножалось на $n_i n_k$ и интегрировалось. Этот метод определения функции $g(\lambda)$ (он аналогичен методу Чепмена — Энскога в кинетической теории газов) приводит к результату

$$(5.8) \quad g = -2\lambda \left[1 + \frac{2\lambda}{3} \left(\frac{F'' - F'''}{F' - F''} - \frac{1}{2} \right) \right]^{-1}$$

Зная функцию распределения (5.5), можно вычислить поправку n_{ik} к тензору N_{ik}^0 , вызванную движением среды. Вместо (4.4) находим

$$(5.9) \quad n_{ik} = \langle n_i n_k \chi \rangle_0 = g(\lambda) (\Omega_{il} h_k + \Omega_{kl} h_i) h_l$$

с g из (5.8). Пользуясь (5.9), для коэффициента вращательной вязкости получаем (ср. (4.5))

$$(5.10) \quad \eta_r = \frac{3}{2} \eta_0 \Phi f_2(\lambda), \quad f_2(\lambda) = \frac{\lambda}{2} \left(\frac{F'}{F} - \frac{1}{3} \right) \left[1 + \frac{2\lambda}{3} \left(\frac{F'' - F'''}{F' - F''} - \frac{1}{2} \right) \right]^{-1}$$

Асимптотики функции f_2 близки к (4.7)

$$(5.11) \quad f_2(\lambda) = \begin{cases} \frac{2}{45} \lambda^2, & \lambda \ll 1 \\ 1 - 1/2\lambda, & \lambda \gg 1 \end{cases}$$

Зависимость $f_2(\lambda)$ изображена пунктирной кривой на фиг. 1.

Для суспензии частиц с кубической магнитокристаллической анизотропией аналогичный расчет для случая $\lambda \ll 1$ выполнен в [10]. Вместо (5.11) получалось $\frac{8}{175} \lambda^2$. Это очень близко к значению $\frac{8}{180} \lambda^2$ для одноосного кристалла (5.11).

6. Отметим близость функций $\eta_r(\lambda)$, определяемых формулами (4.5) и (5.10), во всем интервале значений λ . Подобное положение имело место при расчете магнитовязкости суспензии жестких диполей ($\lambda \gg \xi$): феноменологический результат [1]

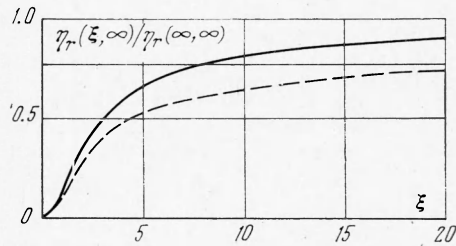
$$(6.1) \quad \eta_r(\xi) = \frac{3}{2} \eta_0 \Phi \frac{\xi - \text{th } \xi}{\xi + \text{th } \xi}, \quad \xi = \mu H / kT$$

близок к кинетическому [5].

При конечных значениях ξ и λ вращательная вязкость является функцией обеих этих переменных

$$\eta_r = \eta_r(\xi, \lambda)$$

Вычисленную в этой работе вязкость «замагниченной» (в смысле (2.4)) суспензии следует рассматривать как $\eta_r(\infty, \lambda)$, а $\eta_r(\xi)$ из (6.1) — как $\eta_r(\xi, \infty)$. График последней функции представлен на фиг. 2 (сплошная линия).



Фиг. 2

Каждая ферромагнитная суспензия характеризуется конкретным значением параметра $\lambda = \lambda_0$, определяемым материалом и размером частиц. От величины λ_0 (см. фиг. 1) зависит то предельное значение вязкости $\eta_r(\infty, \lambda_0)$, к которому асимптотически должна приближаться $\eta_r(\xi, \lambda_0)$ по мере увеличения напряженности внешнего поля. В области $\xi \ll \lambda_0$ функции $\eta_r(\xi, \lambda_0)$ и $\eta_r(\xi, \infty)$ должны быть близки. Следует ожидать, что пунктирная кривая на фиг. 2 качественно верно описывает зависимость $\eta_r(\xi)$ при фиксированном λ .

Сопоставление экспериментальных данных по исследованию магнито-вязкости суспензий с теоретическими результатами можно использовать для определения таких существенно «твердотельных» параметров, как константа анизотропии и намагниченность насыщения дисперсного ферромагнетика.

Авторы благодарят Л. Н. Маурина, Г. Э. Гершуни и М. А. Марценюка за советы и обсуждение.

Поступила 13 II 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Шлиомис М. И. Эффективная вязкость магнитных суспензий. ЖЭТФ, 1971, т. 61, вып. 6.
2. McTague J. P. Magnetoviscosity of magnetic colloids. J. Chem. Phys., 1969, vol. 51, No. 1.
3. Rosensweig R. E., Kaiser R., Miskolczy G. Viscosity of magnetic fluid in a magnetic field. J. Colloid and Interface Sci., 1969, vol. 29, No. 4.
4. Вонсовский С. В. Магнетизм. М., «Наука», 1971.
5. Марценюк М. А., Райхер Ю. Л., Шлиомис М. И. К кинетике намагничивания суспензий ферромагнитных частиц. ЖЭТФ, 1973, т. 65, вып. 2.
6. Шлиомис М. И. К гидродинамике жидкости с внутренним вращением. ЖЭТФ, 1966, т. 51, вып. 1.
7. Зайцев В. М., Шлиомис М. И. Увлечение ферромагнитной суспензии вращающимся полем. ПМТФ, 1969, № 5.
8. Марценюк М. А. Вязкость суспензии эллипсоидальных ферромагнитных частиц в магнитном поле. ПМТФ, 1973, № 5.
9. Favro L. D. Theory of the rotational brownian motion of a free rigid body. Phys. Rev., 1960, vol. 119, No. 1.
10. Цеберс А. О. Вязкость мелкодисперсной суспензии частиц кубической кристаллической симметрии в магнитном поле. Магнитная гидродинамика, 1973, № 3.