[14] *Гуро Г. М., Ковтонюк Н. Ф.* ФТП, 1969, т. 3, № 5, с. 636—642.
[15] *Зайдель А. Н., Прокофьев В. К., Райский С. М.* и др. Таблицы спектральных линий. М.: Наука, 1969. 784 с.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
19 марта 1987 г.
В окончательной редакции
27 июля 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 7, 1988

О СКАЧКООБРАЗНОЙ ТРАНСФОРМАЦИИ МАГНИТНОЙ КАПЛИ

В. Г. Баштовой, Б. Э. Кашевский, А. О. Кузубов

Капля магнитной жидкости привлекает большой интерес как модельный объект для исследования статических и динамических трансформаций формы поверхности раздела жидких сред с различной магнитной проницаемостью в поле [1–5]. Как установлено в опытах [3], при достаточно большой магнитной проницаемости жидкости ($\mu \geqslant 20$) равновесное удлинение капли в зависимости от напряженности приложенного поля H изменяется по достижении критического значения напряженности H_c скачком — на порядок. Интересна динамика этого перехода [4]: при небольшом превышении H над H_c капля, имеющая удлинение ~ 2, длительное время (~ 1 мин) практически не изменяется, а затем вытягивается в течение несколь-

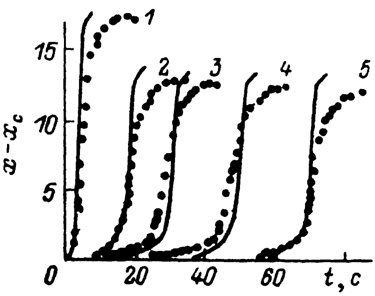

Рис. 1.

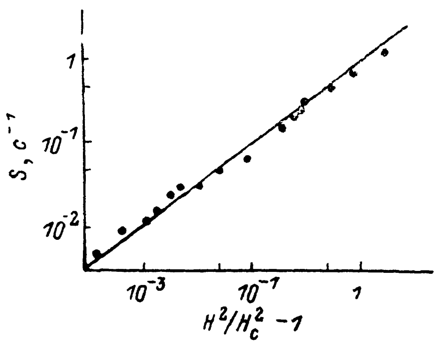

Рис. 2.

ких секунд. Теоретическое описание этого процесса выполнено [4, 5] лишь на его начальной стадии. Здесь он описан полностью, предложена модель, пригодная для исследования более широкого класса трансформаций капли в стационарных и переменных полях. Для описания равновесных форм магнитной капли весьма успешно используется ее представление эллипсоидом вращения [2–5]. Это сильно упрощает исследование, делая тривиальной магнитостатическую задачу и сводя описание формы к единственной переменной. Ценность этих преимуществ становится особенно очевидной при сравнении теории с экспериментом [3]. Желая сохранить их, полагаем, что и в динамике капля остается эллипсоидом вращения. Поскольку в динамике, как и в статике [2], невозможно удовлетворить граничным условиям одновременно на всей поверхности эллипсоида, воспользуемся, как и в [3, 4], интегральным энергетическим методом. Полная энергия капли $E = T + U$ складывается из кинетической T и потенциальной U. Последняя есть сумма поверхностной U_σ и магнитной U_M

$$T = \frac{1}{2}\int\limits_V \rho v^2 dV, \quad U_\sigma = \sigma S, \quad U_M = -V\int\limits_0^{M_0} \mathbf{M}d\mathbf{H}_0.$$

Здесь $\mathbf{v}$ — скорость жидкости в капле; ρ — ее плотность; σ — коэффициент поверхностного натяжения; S, V — площадь поверхности и объем капли; $\mathbf{H}_0$ — напряженность однородного магнитного поля до внесения капли; $\mathbf{M}$ — ее намагниченность. Ограничимся линейной зависимостью $M(H)$. В эллипсоиде вращения

$$\mathbf{M}=\chi_1\mathbf{H}_0, \quad \chi_1=\frac{\chi_0}{1+4\pi\chi_0 n}, \quad U_M=-\frac{1}{2}V\chi_1 H_0^2.$$

Здесь χ_0 — начальная магнитная восприимчивость жидкости, n — размагничивающий фактор эллипсоида вдоль оси вращения. Закон изменения полной энергии капли $\dot{E}=\partial U/\partial t-W$ (W — скорость диссипации энергии) принимает вид

$$\dot{T}+\dot{x}\left(\frac{\partial U_\sigma}{\partial x}+\frac{\partial U_M}{\partial x}\right)=-W.$$

Здесь x — характеристика формы эллипсоида, например соотношение длинной и короткой полуосей. Поскольку намагничивание считается равновесным, диссипация имеет чисто вязкий характер (e_{ij} — тензор скорости сдвига, η — вязкость)

$$W=2\eta\int\limits_V e_{ij}e_{ij}dV,$$

$$e_{ij}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j}+\frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right).$$

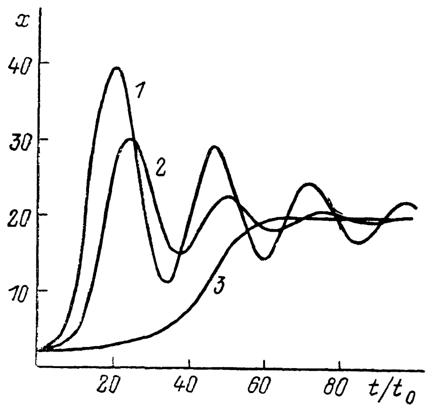

Рис. 3.

Простейшее течение, обеспечивающее эллипсоидальную форму капли, — потенциальное течение с однородным тензором скорости деформации

$$\mathbf{v}=\nabla\Phi, \quad \Phi=\frac{1}{2}e_{ij}x_ix_j=\frac{1}{2}(e_1x_1^2+e_2x_2^2+e_3x_3^2).$$

Главные значения e_1, e_2, e_3 тензора e_{ij} определяются скоростью изменения длины полуосей эллипсоида, и для эллипсоида вращения с учетом уравнения неразрывности ($e_1+e_2+e_3=0$)

$$e_1=e_2=-\frac{e_3}{2}=-\frac{1}{2}b\frac{db}{dt},$$

где b — полуось вращения. Сделав подстановки, получим уравнение динамики формы капли в следующем безразмерном виде:

$$\frac{32A}{45}\left[(3-e^2)x\ddot{x}-\frac{2}{3}(3-2e^2)\dot{x}^2\right]+\frac{2}{3}Bx^{-1/3}\dot{x}+\frac{1}{e^2}\left[3-2e^2+\right.$$
$$\left.+\frac{4e^2-3}{e\sqrt{1-e^2}}\arcsin e\right]=\varkappa_1^2B_m^0\left[\frac{3-e^2}{e^5}\operatorname{Arth} e-\frac{3}{e^4}\right]x^{-4/3}. \tag{1}$$

Здесь $e=(1-x^{-2})^{1/2}$ — эксцентриситет; точка над буквой — производная по времени,

$$B_m^0=\frac{4\pi R_0H_0^2}{\sigma}, \quad A=\frac{\rho R_0^3}{8\sigma t_0^2}, \quad B=\frac{4\eta R_0}{\sigma t_0}, \quad R_0=\left(\frac{3V}{4\pi}\right)^{1/3}$$

(t_0 — масштаб времени). Стационарным решением уравнения (1) является функция $e(B_m^0)$, найденная в [3]. Рассмотрим на его основе эксперимент [4]: в начальный момент капля имеет критическое удлинение $x_c=2$ в поле $H_c=1.37$ Э, затем поле скачком увеличивается до величины $H>H_c$. Результат эксперимента представлен на рис. 1 (точки). Зависимости *1—5* получены для значений параметра $h=H/H_c-1$ соответственно $1.4\cdot10^{-1}$, $1.6\cdot10^{-2}$, $6.8\cdot10^{-3}$, $3.2\cdot10^{-4}$, $1.9\cdot10^{-4}$. В [4] указаны характеристики капли: $\sigma=6.1\cdot10^{-4}$ дин/см, $R_0=10.5\cdot10^{-4}$ см, $\chi_0=2.95$; вязкость жидкости неизвестна. Ее можно определить по начальному (линейному) участку зависимости $x(t)$, для которого из (1) получим соотношение

$$x=x_c+St,$$

$$S=\frac{3}{2}x_c^{1/3}\frac{1}{e_c^2}\left[3-2e_c^2+\frac{\arcsin e_c}{e_c\sqrt{1-e_c^2}}(4e_c^2-3)\right][(1+h)^2-1]\frac{\sigma}{4\eta R_0}. \tag{2}$$

Добиваясь наилучшей аппроксимации данных рис. 1 зависимостью (2) (рис. 2), находим значение $\eta=0.55$ Пз. В капле с такими параметрами вязкие силы полностью подавляют инерционные, и в уравнении (1) следует положить $A=0$. Решение этого уравнения с начальным условием $x(0)=x_c$ при $H=H_c$, которое определяется из его стационарного решения, получено численно методом Эйлера. Результаты представлены на рис. 1 сплошными линиями. Причина несколько более плавного нарастания удлинения в эксперименте по сравнению с теорией может заключаться в зависимости вязкости от напряженности поля: поле в капле с увеличением ее длины нарастает.

Если инерционным слагаемым пренебречь нельзя, то процесс имеет колебательный характер (рис. 3). Здесь изображены графики переходного процесса, соответствующего кривой 1 на рис. 1, при различном соотношении вязких, капиллярных и инерционных сил; $B=5$ (*1*), 10 (*2*), 40 (*3*). В качестве масштаба времени в (1) взята обратная частота свободных колебаний невязкой капли

$$t_0=\left(\frac{8\sigma}{\rho R_0^3}\right)^{1/2}, \quad B=4\eta\left(\frac{8}{\sigma\rho R_0}\right)^{1/2}, \quad A=1.$$

Решение получено методом Рунге—Кутта.

Литература

[1] *Архипенко В. Н., Барков Ю. Д., Баштовой В. Г.* Магнитная гидродинамика, 1978, № 3, с. 131—134.
[2] *Блум Э. Я., Михайлов Ю. А., Озоле Р. Я.* Тепло- и массообмен в магнитном поле. Рига: Зинатне, 1980. 355 с.
[3] *Bacri J. C., Salin D.* — J. Physique (Lettres), 1982, v. 43, N 17, p. 649—654.
[4] *Bacri J. C., Salin D.* — J. Physique (Lettres), 1983, v. 44, N 13, p. 415—420.
[5] *Цеберс А. О.* Магнитная гидродинамика, 1985, № 1, с. 25—34.

Белорусский политехнический институт
Минск

Поступило в Редакцию
23 марта 1987 г.
В окончательной редакции
8 февраля 1988 г.

УДК 539 3

Журнал технической физики, т. 58, в. 7, 1988

О МАГНИТОУПРУГИХ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ СОЕДИНЕНИЙ СИСТЕМЫ Tb—Fe

Е. В. Долгих, Г. Н. Федюкина, Л. Н. Бабушкина

Интерметаллические соединения RFe_2 (R—Tb, Sm, Dy), обладающие такими уникальными свойствами, как гигантская магнитострикция (10^{-3}) и огромный магнитомеханический гистерезис [1—3], не находят практического применения из-за низкой механической прочности и плохой обрабатываемости.

В предлагаемой работе сообщаются результаты исследования магнитоупругих и механических свойств упрочненных образцов системы Tb—Fe.

Сплавы выплавляли в электродуговой печи. Расплавленный металл сливали в цилиндрическую форму. Деформацию образцов (диаметром 6 и длиной 10 мм) измеряли тензометрическим методом, применяя тензодатчики типа КФ-5 (база 1 мм). Для проведения механических испытаний образцы крепили к стальным наконечникам с помощью диффузионной сварки.

Как видно из таблицы, механическая прочность на разрыв образцов состава $Tb_{1.2}Fe_{1.8}$, упрочненных эвтектикой (образцы 4—6), увеличивается по сравнению с $TbFe_2$ (образцы 1—3) в $\sim$10 раз, а дополнительное упрочнение медью сплавов этого же состава повышает их механическую прочность, в частности на разрыв, до 200 МПа, что уже близко к пределу текучести железа. При этом сохраняются достаточно высокие значения магнитоупругих характеристик (см. таблицу).

Высокая механическая прочность высокомагнитострикционных сплавов (образцы 7—9) позволила впервые экспериментально получить полную замкнутую петлю магнитомеханиче-