

05

Магнитодеформационный эффект в ферроэласте

© Ю.Л. Райхер, О.В. Столбов

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь
Пермский государственный технический университет

Поступило в Редакцию 26 июля 1999 г.

Проведен расчет магнитодеформационного эффекта в однородном поле в ферроэласте при ряде упрощающих предположений о ферромагнитных частицах. Проведено сравнение с литературными экспериментальными данными.

Название ферроэласт, или магнитный эластомер, обозначает композицию из полимерной матрицы и высокодисперсного ферромагнетика. Ферроэласты на основе жестких резин хорошо известны и широко применяются в технике [1]. Мягкие системы на основе гелей и пластифицированных каучуков появились сравнительно недавно [2,3]. Оказалось, [3,4], что в ответ на приложенное поле \mathbf{H} они обнаруживают сильный магнитодеформационный эффект (МДЭ). Одна из причин МДЭ очевидна — это пондеромоторная сила с объемной плотностью $(\mathbf{M}\nabla)\mathbf{H}$, возникающая в любом неоднородном поле; здесь M — намагниченность. Объемный МДЭ изучался в [3]. Второй вклад в МДЭ обусловлен появлением в образце полей размагничивания, т. е. имеет поверхностную природу. В чистом виде поверхностный МДЭ проявляется в эллипсоидальном образце в однородном поле, когда объемная магнитная сила тождественно обращается в нуль. Именно так этот эффект был совсем недавно обнаружен и измерен [4] в материале, матрицей которого служил олигомер силоксанового каучука, а наполнителем — мелкодисперсное железо.

Общее представление о поверхностном МДЭ дает простая оценка. Рассмотрим шар радиусом R из изотропно-упругого материала, помещенный в однородное поле. Намагничиваясь, шар вытягивается вдоль направления поля, превращаясь в эллипсоид вращения с осями

$b < R < a$, а его магнитостатическая энергия понижается на величину

$$\delta E_{\text{magn}} = 2\pi V \Delta N M^2,$$

где V — объем образца, ΔN — приращение размагничивающего фактора. При линейном намагничивании имеем $M = \chi H$, где χ — восприимчивость; при полном намагничивании $M = M_0$, где M_0 — намагниченность насыщения материала. Для небольших удлинений $\Delta N = -(4/15)(a - b)/R$.

Та же деформация повышает упругую энергию образца. В приближении малых деформаций (закона Гука) этот вклад имеет вид

$$\delta E_{el} = (2\mu/3)V(a - b)^2/R^2,$$

см. [5], где μ — модуль сдвига. Минимизация суммы магнитного и упругого вкладов по относительной деформации приводит к соотношениям

$$\frac{a - b}{R} = \frac{2\pi}{5\mu} \begin{cases} \chi^2 H^2 & \text{при } H \rightarrow 0, \\ M_0^2 & \text{при } H \rightarrow \infty, \end{cases} \quad (1)$$

откуда следует сходство полевой зависимости МДЭ с квадратом кривой намагничивания. Диэлектрический аналог оценки (1) в слабом поле хорошо известен [6]. В магнитных терминах, при $M = \chi H$, она использована в [4] для качественного объяснения поверхностного МДЭ. Ниже рассмотрена количественная модель, учитывающая насыщение намагниченности и конечность деформаций.

Положим, что наполнение микрочастицами не оказывает качественного влияния на деформационные свойства матрицы, так что ферроэласт представляет собой несжимаемый упругий материал. Зерна наполнителя — это монодисперсные однодоменные частицы магнитомягкого ферромагнетика (железо). Форма частиц близка к сферической, поэтому магнитооптическая анизотропия мала, и при лабораторной (комнатной) температуре частицы суперпарамагнитны. В результате гистерезис намагничивания отсутствует, а уравнение магнитного состояния материала описывается законом Ланжевена

$$\mathbf{M}(\mathbf{H}) = M_0 L(mH/k_B T)(\mathbf{H}/H). \quad (2)$$

Здесь $m = I\nu$ — магнитный момент однодоменной частицы, определяемый произведением ее объема ν на намагниченность I ферромагнетика.

В свою очередь, намагниченность насыщения ферроэласта записывается в виде $M_0 = nt$, где n — числовая концентрация магнитных частиц. Аргумент функции Ланжевена в формуле (2) имеет смысл отношения характерной ориентационной энергии магнитного момента частицы в приложенном поле к тепловой энергии $k_B T$.

Согласно (2), сферический образец намагничивается в направлении приложенного поля, так что деформация будет представлять собой растяжение вдоль \mathbf{H} и сжатие — в поперечной плоскости. Для несжимаемого материала такая комбинация эквивалентна чистому сдвигу [5]. Мы предполагаем ее аффинность: при любом растяжении образец сохраняет форму эллипсоида вращения. Поскольку в однородном внешнем поле таким же остается и магнитное поле внутри эллипсоида, то однородной оказывается и деформация материала. В этом случае функционал свободной энергии сводится к произведению соответствующей плотности энергии на объем образца.

Рассмотрим упругую энергию. За меру деформации сферы радиуса R примем отношение $\lambda = a/R$, где a — большая полуось образующегося эллипсоида. Таким образом, невозмущенному образцу отвечает условие $\lambda = 1$. Упругость каучуков хорошо описывается потенциалом Муни–Ривлина, для одноосной деформации он принимает вид [7]:

$$E_{el} = V [C_1(\lambda^2 + 2/\lambda - 3) + C_2(1/\lambda^2 + 2\lambda - 3)], \quad (3)$$

где коэффициент C_1 имеет смысл модуля высокоэластичности; начальный модуль сдвига материала выражается согласно $\mu = 2(C_1 + C_2)$.

Запишем, следуя [6], выражение для магнитной свободной энергии тела при постоянном внешнем поле, полагая последнее однородным, а ферроэласт — изотропно намагничивающимся:

$$E_{\text{magn}} = V \left[\frac{1}{2} M(H - H_0) - \int_0^H M dH \right]; \quad (4)$$

здесь H_0 — внешнее поле, H — поле внутри образца.

В эллипсоиде связь внутреннего и внешнего полей описывает соотношение [6]:

$$H = H_0 - 4\pi N M(H), \quad (5)$$

причем для случая одноосной деформации компонента тензора коэффициентов размагничивания в направлении вытяжки —

$$N(\lambda) = \frac{\operatorname{arth} \sqrt{1 - \lambda^{-3}} - \sqrt{1 - \lambda^{-3}}}{(\lambda^3 - 1)\sqrt{1 - \lambda^{-3}}}. \quad (6)$$

Для магнитного уравнения состояния (2) интеграл (4) берется в квадратурах. Складывая результат интегрирования с упругим потенциалом (3), приходим к функции

$$E_S(\lambda, H_0)/V = [C_1(\lambda^2 + 2/\lambda - 3) + C_2(1/\lambda^2 + 2\lambda - 3)] - \frac{M_0}{p} \ln \frac{\sinh(pH)}{pH} - 2\pi M_0^2 N(\lambda) L^2(pH), \quad (7)$$

аргументами которой выступают безразмерное удлинение и напряженность приложенного поля; здесь введено обозначение $p = m/k_B T$. Дифференцируя (7), находим уравнение равновесия

$$\frac{\partial E_S}{\partial \lambda} = (C_1 \lambda + C_2) \left(1 - \frac{1}{\lambda^3}\right) + \pi M_0^2 L^2(pH) \frac{\partial N}{\partial \lambda} = 0, \quad (8)$$

которое вместе с соотношениями (2), (5) и (6) определяет зависимость $\lambda(H_0)$, характеризующую МДЭ. Из уравнения (8) для малых удлинений ($\lambda - 1 \ll 1$) получаем

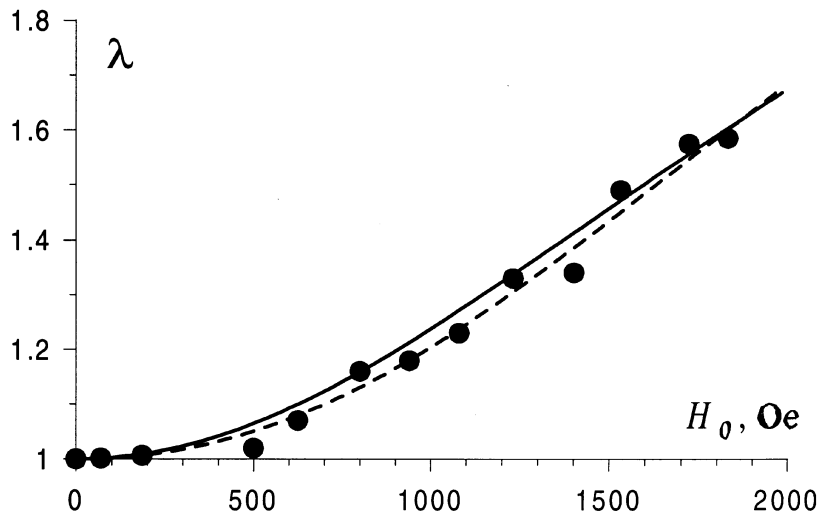
$$\lambda - 1 = (4\pi/15\mu) M_0^2 L^2(pH), \quad (9)$$

что фактически воспроизводит оценки (1). В случае $\lambda > 1$, согласно формуле (6), размагничивающий фактор убывает по закону $N = (3/2\lambda^3) \ln \lambda$, так что уравнение МДЭ принимает вид

$$\lambda^\alpha / \ln \lambda = (9\pi/\mu) M_0^2 L^2(pH), \quad (10)$$

где показатель α лежит в интервале от 4 при $C_1 \ll C_2$ до 5 при $C_1 \gg C_2$.

При типичных намагниченностях $M_0 \sim 100$ Gs в полях порядка нескольких кОе разница между H и H_0 незначительна, а функция Ланжевена должна насыщаться. Оценим характерный диапазон упругих модулей ферроэластов. В "жесткой" системе, где предельный МДЭ $\lambda - 1 \lesssim 10^{-2}$, из уравнения (9) находим $\mu \gtrsim 10^6$ din/cm² ≈ 1 ат. В



Расчеты по модели (8) — линии, экспериментальные данные работы [4] — точки.

”мягкой” системе, допускающей растяжения $\lambda \gtrsim 2$ уравнение (10) дает $\mu \lesssim 5 \cdot 10^3 \text{ din/cm}^2 \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ at}$.

Для сопоставления с экспериментом (см. рисунок) были взяты данные из работы [4], где измерялось удлинение $\lambda(H_0)$ сферы из силикоферроэласта диаметром 6 mm в однородном поле. Теоретическая кривая получена численным решением уравнения (8) с учетом соотношений (5) и (6). Материальные параметры находились фитированием. В одном варианте расчета (сплошная линия на рисунке) мы положили $C_2 = 0$ (эмпирическое правило для набухших каучуков [7]) и нашли $M_0^2/C_1 = 57.6$, $p = 3.5 \cdot 10^{-4} \text{ Oe}^{-1}$. При $M_0 \approx 100 \text{ Gs}$ для начального модуля сдвига получаем $\mu = 2C_1 \approx 3.5 \cdot 10^{-4} \text{ at}$. Во втором варианте варьировались обе величины $C_{1,2}$; эта кривая МДЭ показана штриховой линией. Числовые значения составили: $M_0 = 102 \text{ Gs}$, $C_1 = 68$ и $C_2 = 234 \text{ din/cm}^2$ соответственно $p = 3.8 \cdot 10^{-4} \text{ Oe}^{-1}$; модуль сдвига $\mu = 2(C_1 + C_2) \approx 6 \cdot 10^{-4} \text{ at}$. Таким образом, значения упругих модулей согласуются по порядку величины. Заметим, что они оказались примерно на порядок ниже, чем для поливинилспиртовых феррогелей, исследованных в работах [3].

Обратим внимание на совпадение найденных значений параметра p . Предполагая частицы однодоменными и сферическими, по этой величине можно оценить их средний диаметр d . Из определения $p = I\nu/k_B T$ получаем $d \sim \sqrt[3]{6\rho_{\text{эксп}}k_B T/\pi I}$, что при намагниченности железа $I \sim 2 \cdot 10^3$ Gs дает $d \sim 2.4$ nm. Однако столь малый размер реальных частиц представляется маловероятным, он противоречит и значению $d \gtrsim 10$ nm, названному в [4]. Одно из возможных объяснений — это типичный для дисперсных магнетиков размерный эффект, когда из-за несимметричности окружения поверхностные спины выпадают из обменного взаимодействия и собственно ферромагнитная часть (“ядро”) занимает лишь малую долю объема твердой частицы.

Авторы благодарны Л.В. Никитину и Л.С. Мироновой за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 98-02-16453.

Список литературы

- [1] *Алексеев А.Г., Корнев А.Е.* Эластичные магнитные материалы. М.: Химия, 1976. 198 с; Магнитные эластомеры. М.: Химия, 1987. 238 с.
- [2] *Dumas J., Vacri J.-C.* // J. Phys. Lett. (France) 1980. V. 41. N 12. P. 279–282.
- [3] *Zrinyi M., Barsi L., Buki A.* // J. Chem. Phys. 1996. V. 104. N 11. P. 8750–8754; Zrinyi M., Barsi L., Szabo D., Kilian H.-G. // J. Chem. Phys. 1997. V. 106. N 13. P. 5685–5692. Zrinyi M., Szabo D., Kilian H.-G. // Polymer Gels and Networks. 1998. V. 6. P. 441–454.
- [4] *Корнев К.Г., Никитин Л.В., Миронова Л.С.* // XVI Междун. школа-семинар “Новые магнитные материалы для микроэлектроники”. М., 1998. Тез. докл. Ч. 2. С. 387–388; VIII Междун. Плесская конф. по магнитным жидкостям. Плес, 1998. Тез. докл. С. 95–96.
- [5] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1987. 246 с.
- [6] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [7] *Виноградов Г.В., Малкин А.Я.* Реология полимеров. М.: Химия, 1977. 437 с.