

05.1;05.3

## Об особенностях намагничивания поликристаллов в переменных встречных магнитных полях

© Г.А. Марков, Ю.А. Хон

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск

Поступило в Редакцию 19 апреля 2001 г.

Показано, что в поликристаллическом ферромагнитном замкнутом сердечнике, помещенном во внешние переменные встречные магнитные поля с равными амплитудами, возникает переменное магнитное поле. Как следствие, во вторичной обмотке, намотанной на первичную, появляется электрический ток.

Поликристаллические ферро- и ферромагнетики представляют неоднородные системы с нелинейными свойствами. Как следствие, во внешнем магнитном поле с напряженностью  $H = H_1 + H_2$  результирующее магнитное поле в среде  $B(H) \neq B_1(H_1) + B_2(H_2)$ . В частном случае, когда векторы  $H_1$  и  $H_2$  равны по величине, но направлены в противоположные стороны, вектор  $B$  может оказаться не равным нулю. Если  $H_1$  и  $H_2$  зависят от времени, то в среде возможно появление переменного магнитного поля. Указанный эффект действительно существует, и его можно проиллюстрировать на конкретном примере [1].

Брался замкнутый ферромагнитный сердечник, состоящий из пяти одинаковых ферритовых колец М600НН-8 К  $100 \times 00 \times 10$ , максимальная магнитная проницаемость которых равна 2000. Толщина каждого кольца составляла 20 мм, а внутренний и внешний диаметры — 60 и 100 мм соответственно. На этот сердечник была намотана первичная обмотка, содержащая  $N_1 = 100$  витков из медного провода с площадью поперечного сечения  $0.75 \text{ mm}^2$ . Она состояла из двух секций по 50 витков в каждой. Витки первой секции наматывались в направлении, противоположном виткам второй. Вторая секция наматывалась на первую секцию. Выходные концы каждой секции соединялись вместе, а входные подключались к источнику питания. Общая длина проводника, из которого изготовлена первичная обмотка, была равна 32.5 м. Вторичная обмотка

из того же самого провода была намотана на вторую секцию первичной обмотки и содержала  $N_2 = 50$  витков, намотанных в одном направлении. Активное электрическое сопротивление первичной обмотки  $R_1 \approx 0.7 \Omega$ , а вторичной в два раза меньше. По первичной обмотке пропускались импульсы тока различной длительности с амплитудой от 100 до  $10^5$  А.

При напряжениях  $U_1$  на первичной обмотке, меньших 40 В, ток во вторичной обмотке не возникает. В интервале изменения  $U_1$  от 40 В до значений примерно 100 В во вторичной обмотке возникает электрический ток. Но каких-либо закономерностей, связывающих отношение напряжения  $U_2$  во вторичной обмотке к  $U_1$ , выявить не удастся. При  $U_1 \geq 100$  В зависимость  $U_2$  от  $U_1$  становится линейной. В частности, при частоте электрического тока 5 кГц и  $U_1 = 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900$  В напряжение во вторичной обмотке  $U_2 = 800, 1750, 2500, 3400, 4300, 5250, 6250, 7250, 8250$  В соответственно. Видно, что коэффициент трансформации  $K = U_2/U_1$  слабо возрастает с увеличением напряжения на первичной обмотке. Даже при  $N_2 = 1$   $K > 1$ . Повышение напряжения во вторичной обмотке происходит при частотах электрического тока, меняющихся от сотых герца до десятков мегагерц. При этом зависимость коэффициента трансформации от частоты близка к линейной.

Качественная картина указанного эффекта состоит в следующем. В поликристаллическом материале каждое зерно имеет свое направление магнитного момента. В ненамагниченном состоянии дальний порядок в распределении магнитных моментов зерен отсутствует. Во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}_1$  магнитное поле в среде  $\mathbf{V}_1 = \mu_1(H_1)\mathbf{H}_1$ . Магнитная проницаемость  $\mu_1$  определяется числом зерен, магнитные моменты которых образуют острый угол с  $\mathbf{H}_1$ . Обозначим относительную концентрацию таких зерен в единице объема через  $\eta_1$ . При возрастании  $H_1 \eta_1$  увеличивается. Изменение ориентации магнитных моментов зерен приводит к появлению упругого взаимодействия между зернами. Как результат, свободная энергия поликристалла помимо магнитной составляющей содержит также вклад, связанный с этим взаимодействием. Будем называть его для краткости упругой энергией. Распределение магнитных моментов в поле  $\mathbf{H}_1$  соответствует минимуму свободной энергии. В противоположно направленном поле  $\mathbf{H}_2$  поле  $\mathbf{V}_2 = \mu_2(H_2)\mathbf{H}_2$ . Магнитная проницаемость  $\mu_2$  определяется теми зернами, магнитные моменты которых образуют острый угол с  $\mathbf{H}_2$ . Относительная концентрация таких зерен равна  $\eta_2 = \eta_2(\mathbf{H}_2)$ . Распреде-

ление магнитных моментов соответствует минимуму свободной энергии поликристалла. В однородном и изотропном магнетике при  $|\mathbf{H}_2| = |\mathbf{H}_1|$   $\eta_2 = \eta_1$ .

Во встречных магнитных полях с  $H_1 = H_2 = H$  результирующее магнитное поле  $B = \Delta\mu H$ , где  $\Delta\mu = \mu(H)(\eta_1 - \eta_2)$ . Магнитная составляющая свободной энергии поликристалла в этом случае зависит от разности  $\eta_1 - \eta_2$ . При  $H = 0$   $\eta_1 = \eta_2$ . При значении  $H$ , меньшем некоторого критического значения  $H_0$ , возрастание упругой энергии при  $\eta_1 \neq \eta_2$  превышает магнитную составляющую свободной энергии. Поэтому  $\eta_1$  остается равным  $\eta_2$ , среда не намагничивается. При значениях  $H$ , превышающих  $H_0$ , возрастание упругой энергии компенсируется уменьшением магнитной составляющей свободной энергии. В результате магнитные моменты  $\eta_1$  зерен ориентируются вдоль поля  $\mathbf{H}_1$ , а магнитные моменты  $\eta_2$  зерен — вдоль поля  $\mathbf{H}_2$ . Такое состояние среды с макроскопической намагниченностью становится термодинамически выгодным.

Рассмотрим теперь кинетику намагничивания поликристалла. Прежде всего заметим, что величины  $\eta_1$  и  $\eta_2$  характеризуют дальний порядок в распределении магнитных моментов зерен, т. е.  $\eta_1$  и  $\eta_2$  можно рассматривать в качестве параметров порядка в поликристаллическом магнетике. Кинетические уравнения для параметров порядка представляют уравнения баланса числа частиц [2,3]:

$$t_0 \partial \eta_1 / \partial t = F_1(\eta_1, \eta_2) + l_0^2 \Delta \eta_1, \quad (1)$$

$$t_0 \partial \eta_2 / \partial t = F_2(\eta_1, \eta_2) + l_0^2 \Delta \eta_2, \quad (2)$$

где  $t_0$  — характерное время, а  $l_0$  — характерная длина изменения параметров порядка,  $F_1, F_2$  — функции источников. Учитывая, что  $\eta_1$  и  $\eta_2$  являются малыми параметрами,  $F_1, F_2$  можно представить в виде [3]:

$$F_1 = a_1 \eta_1 + b_1 \eta_1^2 - \eta_1^3 + c \eta_1 \eta_2, \quad F_2 = a_2 \eta_2 + b_2 \eta_2^2 - \eta_2^3 - d \eta_1 \eta_2. \quad (3)$$

Здесь  $a_1, b_1, c, a_2, b_2, d$  — безразмерные коэффициенты. Имеющие физический смысл решения для параметров порядка должны удовлетворять условиям  $0 \leq \eta_1 \leq 1$ ,  $0 \leq \eta_2 \leq 1$ ,  $\eta_1 + \eta_2 \leq 1$ . В переменных встречных магнитных полях  $\Delta\mu = \Delta\mu(t)$ . Частота изменения  $\Delta\mu$  определяется частотой  $\omega$  электрического тока в первичной обмотке. При  $t_0 \ll 1/\omega$  намагничивание поликристалла определяется стационарными

решениями уравнений (1), (2). В настоящей работе рассматривается именно этот случай.

Намагничивание среды в поле  $\mathbf{H}_1$  описывается уравнением (1) при  $c=0$ . Поскольку установление дальнего порядка в распределении магнитных моментов зерен происходит в сколь угодно слабом поле, то однородное стационарное решение  $\eta_1 = 0$  при  $H_1 > 0$  должно быть всегда неустойчивым относительно малых возмущений. Это имеет место при  $a_1 \geq 0$ . Не равное нулю устойчивое однородное стационарное решение  $\eta_{10} = b_1/2 + (b_1/4 + a)1/2$ . Отсюда следует, что  $0 \leq b_1 < 1/2$ . При  $H_1 \rightarrow \infty$  среда намагничивается до насыщения,  $\eta_{10} \rightarrow 1$ . Поэтому коэффициент  $a_1$  должен быть монотонно возрастающей функцией  $H_1$ . Используя те же самые соображения при намагничивании в поле  $\mathbf{H}_2$  при  $d = 0$ , находим, что  $a_2 \geq 0$ ,  $0 \leq b_2 < 1/2$ . Для однородного изотропного магнетика следует положить  $a_1 = a_2$ ,  $b_1 = b_2$ .

Коэффициенты  $c$ ,  $d$  учитывают влияние упругого взаимодействия между зёрнами на намагничивание поликристалла. Естественно считать, что для однородного изотропного магнетика  $|c| = |d|$ . Вследствие симметрии уравнений (1), (2) относительно замены  $c$  на  $-c$  достаточно рассмотреть значения  $c \geq 0$ . Анализ уравнений  $F_1 = F_2 = 0$  показывает, что при  $a \ll c$  устойчивых однородных решений  $\eta_{10} - \eta_{20} > 0$  не существует, т.е. в слабых внешних полях среда находится в исходном состоянии с  $\eta_{10} = \eta_{20}$ . Если  $a \approx c$ , то имеется единственное устойчивое относительно малых возмущений однородное стационарное решение  $\eta_{10} > \eta_{20} > 0$ . Вектор намагничивания среды параллелен полю  $\mathbf{H}_1$ . При этом разность  $\eta_1 - \eta_2 \leq 0$ , 1 и, следовательно,  $\Delta\mu \leq 0.1\mu$ . Условие  $a \approx c$  определяет критическое значение напряженности внешнего магнитного поля. При  $a/c \rightarrow \infty$   $\eta_{20} \rightarrow \eta_{10}$  и  $\Delta\mu \rightarrow 0$ . Намагниченность среды уменьшается. Таким образом,  $\Delta\mu$  при увеличении напряжения на первичной обмотке скачком возрастает до конечного значения, а затем монотонно уменьшается. Поскольку решение  $\eta_{20} - \eta_{10} = 0$  неустойчиво, то переход системы в состояние  $\eta_{10} > \eta_{20} > 0$  происходит гомогенно, т.е. намагничивание поликристалла при  $H > H_0$  протекает спонтанным образом. При этом магнитные моменты зерен поворачиваются на угол, не превышающий  $\pi/2$ , поэтому намагничивание поликристалла во встречных магнитных полях может происходить в широком диапазоне изменения  $\omega$ .

Вычислим теперь коэффициент трансформации. Для определенности будем полагать, что первая секция первичной обмотки и вторичная

обмотка имеют одинаковое направление намотки проводника. Индуктивности контуров определяются числом витков и магнитной проницаемостью. Индуктивность первичной обмотки  $L_1 = 0$ . Индуктивность вторичной обмотки  $L_2 \sim \mu N_2^2$ . Коэффициент пропорциональности зависит от выбора системы единиц и геометрических размеров сердечника. В выражение для коэффициента трансформации он не входит, поэтому в явном виде не выписан. Коэффициенты взаимной индукции намотанных друг на друга соленоидов  $L_{12} = L_{21} \sim \Delta\mu N_1 N_2 / 2$ . Пренебрегая падением напряжения на первичной обмотке и сопротивлением вторичной, находим

$$U_1 \sim N_1 N_2 / 2 d(\Delta\mu I_2) / dt, \quad (4)$$

$$U_2 \sim -[N_1 N_2 / 2 d(\Delta\mu I_1) / dt + N_2^2 \mu dI_2 / dt]. \quad (5)$$

Здесь  $I_1, I_2$  — токи в первичной и вторичной обмотках. Для  $N_2 \approx N_1$ ,  $dI_1/dt \approx dI_2/dt$  значение  $K \approx \Delta\mu/\mu$ . При  $\Delta\mu \approx 0.1\mu$  получаем  $K \approx 10$ . Увеличение напряжения на первичной обмотке приводит к уменьшению  $\Delta\mu$  и возрастанию  $K$ . Заметим, что при  $N_2 \rightarrow 1$   $K > 1$ , т.е. трансформатор типа [1] всегда является повышающим. При этом связь  $U_2 N_2 = U_1 N_1$ , присущая обычному трансформатору, в рассматриваемом случае отсутствует.

## Список литературы

- [1] Патент № 2119205, Россия, МКИ С 1 6Н 01 F 30/06. Трансформатор (варианты) / Марков Г.А. Приоритет 05.02.97. Оpubл. 20.09.98 Бюл. № 26.
- [2] Кернер Б.С., Осипов В.В. // УФН. 1990. В. 9. С. 2–73.
- [3] Хон Ю.А. // Изв. вузов. Физика. 1999. № 6. С. 3–7.