05;09

Расчет проницаемости поликристаллического феррита

© Л.Н. Котов, К.Ю. Бажуков

Сыктывкарский государственный университет,
167001 Сыктывкар, Россия

(Поступило в Редакцию 8 июля 1997 г.)

Одной из основных характеристик, описывающих поведение магнитных материалов в переменных магнитных полях, считается магнитная проницаемость μ, которая является комплексной величиной $\mu = \mu' - i\mu''$. На частотную зависимость проницаемости оказывают основное влияние 2 процесса: движение доменных границ и вращение вектора намагниченности. Существует большое количество моделей, которыми пользуются при описании и объяснении поведения проницаемости при изменении частоты [1–3]. При этом расчеты, полученные из этих моделей, как правило, достаточно хорошо описывают частотную зависимость проницаемости в узком интервале частот [3]. Это может быть связано с тем, что большинство рассмотренных моделей не учитывает вращение вектора намагниченности. На высоких частотах (например, для железо-иттриевого граната частоты выше 10^8 Hz [1]) влияние вращения вектора намагниченности становится сравнимым с влиянием движения доменных границ и даже превосходит его, а на низких частотах максимальный вклад вращения вектора намагниченности определяется величиной $\chi \approx M_S/H_A$, (где M_S — намагниченность насыщения, H_A — поле анизотропии) и может достигать 20% от вклада движения доменных границ [3]. В других моделях рассматривается только вращение вектора намагниченности, и вследствие этого модели описывают экспериментальные данные в диапазоне высоких частот [1]. В этой работе предлагается модель расчета проницаемости с учетом вкладов как движения доменных границ, так и вращения вектора намагниченности в широком диапазоне частот для поликристаллических ферритов. Проницаемость вычислялась как сумма двух вкладов $\mu = \mu_{\text{dom}} + \mu_{\text{rot}}$, где μ_{dom} — проницаемость, обусловленная вкладом движения доменных границ; μ_{rot} — проницаемость, обусловленная вращением вектора намагниченности. Расчеты проводились в предположении, что внешнее магнитное поле H_0 отсутствует, а поле анизотропии $H_A > 4\pi M_S$, что характерно для модели независимых зерен [1]. Применимость модели показана на примере железо-иттриевого граната с примесью алюминия, для которого выполняется условие независимости зерен.

Каждая доменная граница характеризуется своей резонансной частотой f_0. С учетом модели независимых зерен будем считать, что пространственная ориентация доменных границ равновероятна для поликристаллической среды. Тогда с учетом функции распределения доменных границ по собственным частотам $\varphi(f_0)$ среднюю проницаемость, обусловленную движением доменных границ, можно представить в виде [3]

$$\mu'_{\text{dom}}(f) = 1 + 4\pi B \int\limits_{f_{0\,\min}}^{f_{0\,\max}} f_0 \frac{f_0^2 - f^2 + 4Ef^2\alpha_{\text{upr}}^2}{(f_0^2 - f^2)^2 + 4\alpha_{\text{upr}}^2 f_0^2 f^2} \varphi(f_0)\, df_0,$$

$$\mu''_{\text{dom}}(f) = 8\pi B\alpha f \times \int\limits_{f_0\,\min}^{f_0\,\max} \frac{f_0^2 - Ef_0^2 + Ef^2}{(f_0^2 - f^2) + 4\alpha_{\text{upr}}^2 f_0^2 f^2} \varphi(f_0)\, df_0, \quad (1)$$

где $f = \omega/2\pi$, $B = C^* M_S f_0^*/4\pi f_u$, $C^* = 9.45$ MHz/Oe, α_{upr} — квазиупругий коэффициент доменных границ, f_u — частота максимального поглощения в экспериментальном спектре, f_0^* — эффективная резонансная частота, $\varphi(f_0)df_0$ определяет долю резонирующих доменных границ в интервале частот от f_0 до $f_0 + df_0$, при этом $\varphi(f_0)$ должна быть нормирована, $f_{0\,\min}$ — минимальная резонансная частота доменных границ, $f_{0\,\max}$ — максимальная резонансная частота доменных границ.

Вид функции распределения собственных частот доменных границ $\varphi(f_0)$, представленной на рис. 1, взят из [3]. Функция $\varphi(f_0)$ должна иметь вид пуассоновского распределения, но для ускорения вычислительного процесса, она была представлена в виде ломаной, по аналогии с [3]. Константы нормировки, частоты $f_{0\,\min}$ и $f_{0\,\max}$, промежуточные частоты для ломаной кривой f_1, f_2, f_3, f_4 и f_5 были подобраны экспериментально.

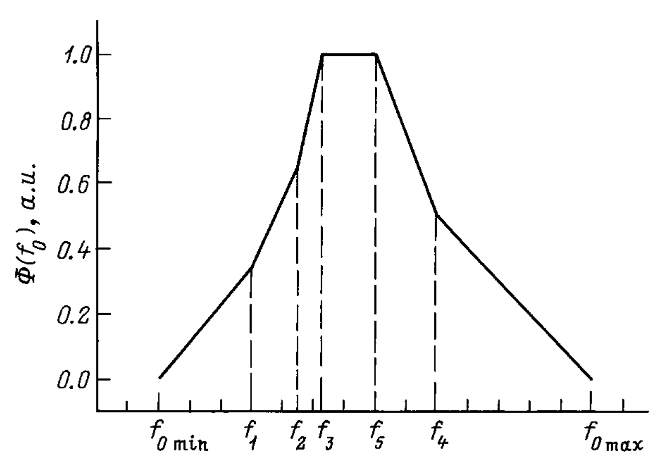

Рис. 1. Дифференциальная функция распределения резонансных частот доменных границ.

Компоненты проницаемости μ, обусловленные вращением вектора намагниченности, имеют следующий вид [1]:

$$\mu'_{\mathrm{rot}} = 1 + 4\pi\big(\gamma M_S f_0 (f_0^2 - (1-\alpha^2) f^2)\big) \times \big[(f_0^2 - (1+\alpha^2) f^2)^2 + 4\alpha^2 f^2 f_0^2\big]^{-1},$$

$$\mu''_{\mathrm{rot}} = 4\pi\big(\alpha\gamma M_S f (f_0^2 + (1+\alpha^2) f^2)\big) \times \big[(f_0^2 - (1+\alpha^2) f^2)^2 + 4\alpha^2 f^2 f_0^2\big]^{-1}, \qquad (2)$$

где $\gamma = 2\pi * 2.8\,\mathrm{MHz/Oe}$ — гиромагнитное отношение, M_S — намагниченность насыщения, $\alpha = f_r/f_0$ — параметр диссипации, f_0 — частота ферромагнитного резонанса, f_r — частота релаксации, f — частота магнитного поля.

Частоты f_0 и f_r зависят от эффективного поля, H_{eff}, действующего на магнитный момент в частице поликристалла; $f_0 = \gamma/2\pi H_{\mathrm{eff}}$, $f_r = f_r(H_{\mathrm{eff}})$ [4]. Предполагается, что зависимость $f_r(H_{\mathrm{eff}})$ линейная, поэтому параметр диссипации α будем считать константой. При решении задачи α варьируется до тех пор, пока не будет получено совпадение экспериментальных и теоретических магнитных спектров.

Неоднородности внутреннего поля внутри зерен имеют разные масштабы. Наибольшие неоднородности связаны с формой образца. Мы будем рассматривать домены в виде параллелепипедов или цилиндров. Это связано со следующими причинами: а) простотой формирования доменных структур в кристалле без существенного искажения поля вблизи общей границы соседних доменов; б) возможностью рассматривать изменение поля вдоль одной выделенной оси Z, которое вносит наиболее существенный вклад в поведение поля; в) тем, что хорошо известна зависимость напряженности магнитного поля вдоль его оси в случае магнитного насыщения, а изменением поперечных компонент поля можно пренебречь.

Для намагниченного образца (в нашем случае это — домен) длиной L и шириной D размагничивающее поле может быть представлено в виде [5]

$$\frac{H_R(0.\xi)}{2\pi M_S} = -2 + \frac{1-\xi}{[k^2 + (1-\xi)^2]^{1/2}} + \frac{1+\xi}{[k^2 + (1+\xi)^2]^{1/2}}, \qquad (3)$$

где $\xi = 2z/L$, $k = D/L$, ось Z направлена вдоль оси параллелепипеда.

Распределение внутреннего магнитного поля в данном случае имеет вид $H(z) = H_A + H_R(z)$, где H_R — размагничивающее поле, H_A — поле анизотропии.

Выше описывалось внутреннее магнитное поле, характерное для одного зерна с одним доменом. При внешнем поле $H_0 = 0$ поликристалл феррита имеет многодоменную структуру. Если предположить, что имеются только 180°-ные доменные границы, то в каждом отдельном зерне вектора намагниченности $\mathbf{M}$ в соседних доменах антипараллельны, поэтому число доменов в зерне должно быть четным из-за наличия двух типов 180°-ных доменов. Будем считать, что каждое зерно поликристалла состоит из двух 180°-ных доменов и замыкающих доменов. Вклад замыкающих доменов в восприимчивость пренебрежимо мал, поэтому их не учитываем. Увеличение количества пар доменов в зерне поликристалла приводит лишь к уменьшению ширины доменов D и в нашей модели не влияет на конечный результат, а будет менять лишь функцию распределения по ширинам доменов. Мы предполагаем, что ширина и длина доменов удовлетворяют условию $D/L \ll 1$ (т. е. $D \leqslant 0.01L$). Был проведен численный эксперимент, из которого было выяснено, что уменьшение отношения D/L, начиная с 0.01, практически не оказывает влияния на конечный результат (значения меняются в пределах менее 1%). В связи с этим распределение по ширине рассматривать не будем. Разброс по длинам доменов (что одновременно является разбросом по длине зерен) будет учтен с помощью функции распределения. Длины L отдельно взятого зерна и домена будут подчиняться некоторому распределению $f(L)$, которое должно удовлетворять следующим условиям: а) функция нормирована $\int_0^\infty f(L)dL = 1$, б) выполняются следующие граничные условия: $f(L) = 0$ при $L = 0$ и $f(L) \to 0$ при $L \to \infty$.

В качестве функции распределения было выбрано распределение Пуассона. При учете условий а и б функция распределения $f(L)$ имеет следующий вид: $f(L) = (L/\langle L\rangle^2)\exp(-L^2/2\langle L\rangle^2)$, где $\langle L\rangle$ — средняя длина доменов. После нахождения восприимчивости каждого домена проведем усреднение по поликристаллу. При усреднении нужно учесть хаотическую ориентацию направлений намагниченности $\mathbf{M}$ зерен относительно оси, вдоль которой распространяется переменное магнитное поле (ось Z). Значение проекции внутреннего (эффективного) поля H_{eff} вдоль оси Z для случайно ориентированных зерен может быть представлено в виде

$$H_{\mathrm{eff}} = |\mathbf{H}_{\mathrm{eff}}| \cos(2\pi\psi), \qquad (4)$$

где ψ — угол между вектором намагниченности $\mathbf{M}$ и осью Z, подчиняется гауссовскому распределению.

Выбор гауссовского распределения наиболее применим для модели независимых зерен ($H_A > 4\pi M_S$), которая рассматривается в данной работе. Также в зернах могут появляться различные дополнительные поля, которые могут быть связаны с различными неоднородностями внутри кристалликов. Вследствие этого в центре зерна всегда будет присутствовать некоторое постоянное среднее поле. Будем его именовать полем анизотропии, так как именно оно вносит основной вклад. Характерное значение напряженности поля анизотропии, например, для железо-иттриевого граната при комнатной температуре ∼80 Oe [6].

Внутреннее магнитное поле в большинстве случаев неоднородно, и это необходимо учитывать. В формулах (2) есть величины, зависящие от внутреннего поля. Для того чтобы найти проницаемость вещества в образце формы параллелепипеда с неоднородным внутренним полем вдоль оси Z, нужно провести усреднение по объему одного домена. При интегрировании разбиваем параллелепипед на тонкие слои достаточно малой толщины dZ (где можем считать H_{eff} однородным полем)

$$\frac{d\mu'}{\mu'} = \frac{dV}{V}, \quad d\mu' = \mu' \frac{dV}{V}, \quad \langle\mu'\rangle = \int\limits_V \mu' \frac{dV}{V}, \qquad (5)$$

где $d\mu'$ и dV — магнитная проницаемость и объем тонкого слоя параллелепипеда, μ' и V — проницаемость при наличии однородного поля по всему параллелепипеду и объем кристалла.

Из (2), (5) получаем

$$\langle\mu'_{\mathrm{rot}}\rangle = 1 + 4\pi \times \int\limits_V \frac{\gamma^2 M_S H_{\mathrm{eff}}/2\pi\left((2\gamma/2\pi)^2 H_{\mathrm{eff}}^2 - (1-\alpha^2) f^2\right)}{\left((\gamma/2\pi)^2 H_{\mathrm{eff}}^2 - (1+\alpha^2) f^2\right)^2 + 4\alpha^2 (\gamma/2\pi)^2 H_{\mathrm{eff}}^2 f^2} \frac{dV}{V}, \qquad (6)$$

где $V = D^2 L$, $dV = D^2 dL$, $dL = dZ$.

Поскольку сечение параллелепипеда постоянно, то можно от интеграла по объему перейти к интегралу по длине L и формула (6) принимает окончательный вид

$$\langle\mu'_{\mathrm{rot}}\rangle = 1 + 4\pi \times \int\limits_{-L/2}^{L/2} \frac{\gamma^2 M_S H_{\mathrm{eff}}/2\pi\left((\gamma/2\pi)^2 H_{\mathrm{eff}}^2 - (1-\alpha^2) f^2\right)}{\left((\gamma/2\pi)^2 H_{\mathrm{eff}}^2 - (1+\alpha^2) f^2\right)^2 + 4\alpha^2 (\gamma/2\pi)^2 H_{\mathrm{eff}}^2 f^2} \frac{dZ}{L},$$

$$\langle\mu''_{\mathrm{rot}}\rangle = 4\pi \times \int\limits_{-L/2}^{L/2} \frac{\alpha\gamma M_S f\left((\gamma/2\pi)^2 H_{\mathrm{eff}}^2 + (1+\alpha^2) f^2\right)}{\left((\gamma/2\pi)^2 H_{\mathrm{eff}}^2 - (1+\alpha^2) f^2\right)^2 + 4\alpha^2 (\gamma/2\pi)^2 H_{\mathrm{eff}}^2 f^2} \frac{dZ}{L}. \qquad (7)$$

Интегралы (7) не могут быть разрешены в аналитическом виде. Поэтому задача расчета проницаемости была сведена к численному интегрированию. На следующем шаге находится средняя проницаемость для всего поликристалла с учетом того, что длина доменов L меняется по функции распределения.

Расчеты проводились для железо-иттриевого граната состава $Y_2O_3(5-X)Fe_2O_3XAl_2O_3$ с примесями алюминия ($X = 0.7$ и 1.5). Для них известны поле анизотропии ($H_A \approx 80$ Oe), значения намагниченности насыщения ($M_S = 61$ и 13 Gs) и экспериментальные частотные зависимости проницаемости в широком диапазоне частот [6]. Кроме того, для этих образцов пики потерь, обусловленные движением доменных границ и вращением вектора намагниченности, наблюдаются в разном диапазоне частот, что, несомненно, важно для отработки данной модели. Варьирование функции распределения по длинам зерен показало, что для данного образца наиболее оптимальная средняя длина зерен $\langle L\rangle = 2.5\,\mu$m. Действительно, размеры частиц в поликристаллических ферритах имеют указанный средних размер [6]. Мы приняли в нашей модели $D/L \ll 1$, что также выполняется для железо-иттриевого граната с примесью алюминия, что связано с тем, что использованные экспериментальные данные были получены на образце в виде тора [7]. Была проведена оценка среднего магнитного поля существующего внутри зерен поликристалла. Исходя из полученных результатов, среднее поле (поле анизотропии, размагничивающее поле, поля магнитострикции) одинаково для железо-иттриевых гранатов обоих составов и составляет 157 Oe, т. е. среднее поле в центре зерен поликристалла, как правило, превышает поле анизотропии ($H_A \approx 80$ Oe). Минимальные и максимальные резонансные частоты движения доменных границ для данных образцов составляют $f_{0\,\mathrm{min}} = 13$ MHz и $f_{0\,\mathrm{max}} = 51$ MHz с промежуточными частотами (в MHz) для ломаной кривой $f_1 = 13.2$ MHz, $f_2 = 13.5$ MHz, $f_3 = 13.8$ MHz, $f_4 = 15.6$ MHz и $f_5 = 18$ MHz и частой абсорбции $f_u = 10^7$ MHz для $X = 0.7$. Для $X = 1.5$ $f_{0\,\mathrm{min}} = 20$ MHz, $f_{0\,\mathrm{max}} = 58$ MHz, $f_1 = 20.2$ MHz, $f_2 = 20.5$ MHz, $f_3 = 20.8$ MHz, $f_4 = 22.6$ MHz и $f_5 = 25$ MHz, $f_u = 2.3 \cdot 10^7$ MHz. Параметр $E = 1$ и квазиупругий коэффициент $\alpha_{\mathrm{upr}} = 0.56$ (Oe · Gs)/cm использовались одинаковыми для обоих образцов. В ходе дальнейших численных экспериментов было выяснено, что для железо-иттриевого граната с $X = 0.7$ $\alpha = 0.8$ и частота спиновой релаксации $\omega_r = 2\pi f_r = 0.8\omega_0$, а для $X = 1.5$ коэффициент диссипации $\alpha = 0.57$ и $\omega_r = 2\pi f_r = 0.57\omega_0$ соответственно, что очень хорошо коррелирует с данными, полученными в работе [8].

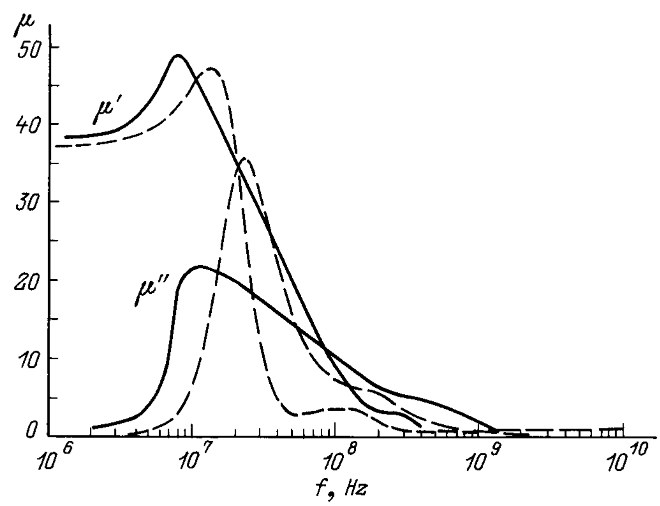

Рис. 2. Зависимость мнимой и действительной компонент магнитной восприимчивости от частоты для железо-иттриевого граната при $X = 0.7$.

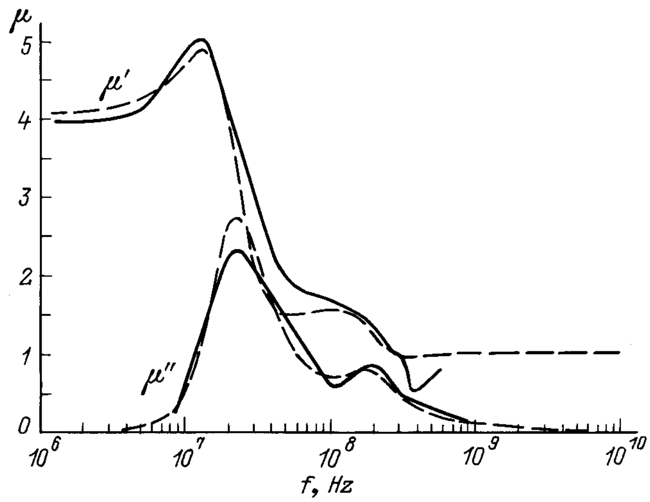

Рис. 3. То же, что на рис. 2, при $X = 1.5$.

На рис. 2 представлены частотные зависимости компонент магнитной проницаемости для железо-иттриевого граната состава $Y_2O_3(5 - X)Fe_2O_3XAl_2O_3$ с примесью алюминия $X = 0.7$. Сплошная линия на рис. 2 соответствует экспериментальным данным, а штриховая — теоретическим значениям, полученным с помощью модели независимых зерен. Видно, что формы теоретического и экспериментального графиков не очень хорошо совпадают друг с другом, хотя экспериментальные и теоретические значения на разных частотах действительной части проницаемости близки (различие составляет не более 20%). Это объясняется тем, что для данного феррита не выполняется условие независимости зерен $H_A > 4\pi M_S$. Как видно из рис. 2, для данного феррита взаимодействие магнитных подсистем зерен приводит к изменению резонансных частот и частот рекомбинации. Чтобы учесть влияние зерен друг на друга, необходимо ввести в модель другую функцию распределения, учитывающую магнитное взаимодействие между доменами в соседних зернах.

Для железо-иттриевого граната состава $Y_2O_3(5 - X)Fe_2O_3XAl_2O_3$ с $X = 1.5$ были получены зависимости, представленные на рис. 3 (сплошная линия — эксперимент, штриховая — теоретический результат). Из рис. 3 видно, что частотные зависимости для данного феррита очень хорошо согласуются с экспериментальными данными. Таким образом, для поликристаллов, для которых выполнено условие $H_A > 4\pi M_S$, модель поликристалла с независимыми зернами, в которой учитывается как движение доменных границ, так и вращение вектора намагниченности, позволяет с хорошей точностью получать частотные зависимости магнитной проницаемости. Это, несомненно, важно для того, чтобы использовать данную модель при расчете магнитной проницаемости ферритовых поликристаллических сред с заданными частотными свойствами.

Список литературы

[1] *Гуревич А.С.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.

[2] *Крупчика С.* Физика ферритов и родственных им магнитных окислов / Пер. с немецкого. М.: Мир, 1976. Т. 2. 504 с.

[3] *Ранкис Г.Ж.* Динамика намагничивания поликристаллических ферритов. Рига: Зинатне, 1981. 384 с.

[4] *Голдин Б.А., Котов Л.Н., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н.* Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах). Л.: Наука, 1991. 150 с.

[5] *Смоленский Г.А., Леманов В.В., Неделин Г.М.* и др. Физика магнитных диэлектриков. Л.: Наука, 1974. 334 с.

[6] *Лебедь Б.М., Абаренкова С.Г.* // Вопросы радиоэлектроники. Сер. III. Детали и компоненты аппаратуры. 1963. Вып. 4. С. 3–11.

[7] *Тикадзуми С.* Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения / Пер. с яп. М.: Мир, ИЛ, 1987. 419 с.

[8] *Белов К.П., Зайцева М.А.* // Ферриты / Пер. с англ. М., 1962. 504 с.