

05;09

Радиочастотные свойства $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.2}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_3$ и $\text{La}_{0.65}\text{Sr}_{0.28}\text{Mn}_{1.07}\text{O}_3$ керамик в окрестности температуры Кюри

© А.Н. Черкасов, А.И. Изотов, В.Ю. Дмитренко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины

E-mail: cherkas@host.dipt.donetsk.ua

Поступило в Редакцию 2 апреля 2004 г.

Радиочастотные магнитные и диссипативные свойства керамических образцов $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.2}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_3$ и $\text{La}_{0.65}\text{Sr}_{0.28}\text{Mn}_{1.07}\text{O}_3$ исследованы в окрестности точек Кюри. Установлено, что в диапазоне частот $f = 1 \div 15$ МГц, несмотря на относительно хорошую проводимость, экранирование исследуемых образцов скиновыми токами оказалось пренебрежимо мало и они проявляют себя как сильные ферромагнетики. Этот результат обусловлен существенными различиями особенностей распространения электромагнитного поля в неоднородных гранулированных ферромагнитных средах и нормальных металлах. В области комнатных температур получены полевые зависимости эффективной магнитной восприимчивости исследуемых образцов.

1. Интерес к допированным манганитам системы $\text{R}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (R — редкоземельный элемент, A = Ba, Sr, Ca и др.) связан с перспективностью их практического применения, обусловленной необычностью и разнообразием их свойств [1]. Одним из замечательных свойств манганитов является появление металлической ферромагнитной фазы в некотором интервале концентраций в окрестности $x = 0.3$, тогда как исходное ($x = 0$) соединение является двухподрешеточным антиферромагнетиком. С другой стороны, в недопированных ($x = 0$) манганитах лантана избыток марганца ($\text{La}_{1-y}\text{Mn}_{1+y}\text{O}_3$) также может приводить к появлению ферромагнитной фазы [2]. В настоящей работе исследовались манганиты лантана, допированные стронцием, в которых содержание марганца увеличивалось за счет системы La–Sr: $(\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x)_{1-y}\text{Mn}_{1+y}\text{O}_3$. Основной ее целью является изучение радиочастотных свойств исследуемых соединений в практически важной области комнатных температур. Наш интерес был обусловлен тем, что магнитные свойства ферромагнетиков в квазистатических и динамиче-

ских процессах перемагничивания могут быть существенно различными. При этом важным обстоятельством является металлический тип проводимости ферромагнитной фазы манганитов.

2. Радиочастотный отклик исследуемых образцов измерялся на установке, использовавшейся ранее при исследовании поверхностного импеданса металлов [3]. В эксперименте регистрировались частота колебаний f и потери, вносимые образцами в колебательный контур автодинного генератора. Частота автодина варьировалась в пределах $f = 1 \div 15$ МГц. Внешнее постоянное магнитное поле \mathbf{H} направлялось вдоль оси цилиндрической катушки индуктивности генератора. Сопротивление образцов измерялось по стандартной четырехзондовой методике.

Образцы $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.2}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_3$ и $\text{La}_{0.65}\text{Sr}_{0.28}\text{Mn}_{1.07}\text{O}_3$ изготавливались по стандартной керамической технологии. Плотность образцов была 5.67 (пористость $\sim 12\%$) и 4.18 ($\sim 34\%$) g/cm^3 соответственно. Образцы имели форму цилиндров диаметром 3.4 и длиной 12 мм. Контрольные образцы из меди, железа и никель-цинкового феррита 400 НН имели те же размеры. Образцы размещались вдоль оси катушки индуктивности.

3. Индуктивность L контура с током I определяется известным соотношением

$$\Phi = LI, \quad (1)$$

где Φ — поток самоиндукции контура. Образец, помещенный в контур, изменяет величину потока, а следовательно и величину L . В случае переменных токов поля проникают в глубь проводящих образцов на глубину скин-слоя, равную $\delta = (\rho/\pi\mu\mu_0 f)^{1/2}$. Здесь ρ и μ — удельное сопротивление и относительная магнитная проницаемость образца соответственно. Следовательно, внутренняя область образца будет проявлять себя как идеальный диамагнетик ($\mu = 0$). В результате его магнитные свойства будут характеризоваться некоторой эффективной величиной магнитной проницаемости μ_{eff} . Определим μ_{eff} , в соответствии с (1) соотношением

$$L = L_0[1 + a(\mu_{eff} - 1)]. \quad (2)$$

Из (2) находим

$$a\chi_{eff} = f_0^2/f^2 - 1. \quad (3)$$

В (2), (3) $(\mu_{eff} - 1) = \chi_{eff}$ — эффективная магнитная восприимчивость образца L_0 , f_0 — индуктивность колебательного контура и частота

колебаний автодина в отсутствие образца, $a < 1$ — параметр, определяемый размерами, формой и взаимным расположением образца и катушки индуктивности.

В нашем эксперименте параметры μ_{eff} и χ_{eff} являются дифференциальными характеристиками, описывающими процесс перемагничивания образца. Величина μ_{eff} определяется формулой

$$\mu_{eff} \mu_0 \cong k(dB/dt), \quad (4)$$

где B — магнитная индукция на внутренней поверхности образца $k \cong \Delta S/S$, если глубина скин-слоя существенно меньше диаметра образца, S — площадь поперечного сечения образца, ΔS — площадь скин-слоя. С ростом δ коэффициент $k \rightarrow 0$. Соответственно, если ввести понятие эффективной намагниченности M_{eff} , то $\chi_{eff} = dM_{eff}/dH$. В заключение отметим, что при $k \ll 1$ величина k , а следовательно и μ_{eff} , будет зависеть от частоты ($k \propto f^{-1/2}$).

Качественный анализ, проделанный выше, хорошо иллюстрирует рис. 1. Видно, что ферритовый образец ($\rho \sim 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$, $k \approx 1$) понижает частоту колебаний, тогда как медный ($\rho \sim 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$, $k \ll 1$) ее повышает, так как проявляет себя практически идеальным диамагнетиком ($\mu_{eff} \approx 0$). Железный же образец, хотя и является ферромагнетиком, в результате конкуренции вкладов от внутренней области и скин-слоя проявляет себя также диамагнетиком ($\mu_{eff} < 1$). При этом с понижением частоты величина μ_{eff} возрастала.

4. $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.2}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_3$ (Образец S.1). Из рис. 1 видно, что при $T_c \approx 310 \text{ K}$ на зависимости $f(T)$ наблюдается ярко выраженная особенность. При $T < T_c$ образец проявляет себя как ферромагнетик ($f < f_0$), а выше T_c $f \rightarrow f_0$. Аномалия наблюдается и на зависимости $\rho(T)$, при этом как выше, так и ниже T_c сопротивление образца уменьшается с ростом T , что характерно для диэлектриков. Следовательно в образце S.1 при $T = T_c$ наблюдается фазовый переход из ферромагнитной в парамагнитную диэлектрическую фазу.

$\text{La}_{0.65}\text{Sr}_{0.28}\text{Mn}_{1.07}\text{O}_3$ (Образец S.2). В отличие от зависимостей $f(T)$, зависимости $\rho(T)$, полученные на образцах S.1 и S.2, качественно отличаются друг от друга. Особенность, наблюдаемая здесь при $T_c \approx 360 \text{ K}$, выражена очень слабо, а величина ρ растет с ростом T . Следовательно, наблюдаемый фазовый переход можно идентифицировать как переход из ферромагнитной в парамагнитную фазу с металлическим типом проводимости в обеих фазах.

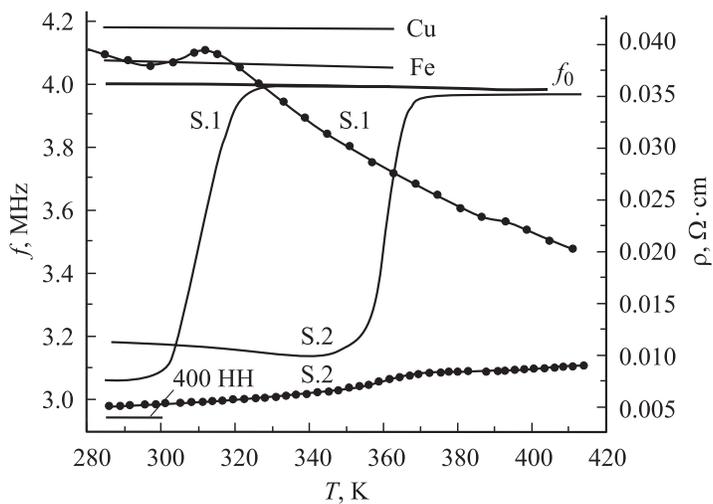


Рис. 1. Температурные зависимости частоты автодина f (тонкие кривые: образцы S.1, S.2, Fe, Cu, 400 НН) и удельного сопротивления ρ (•: S.1, S.2); f_0 — частота автодина в отсутствие образца.

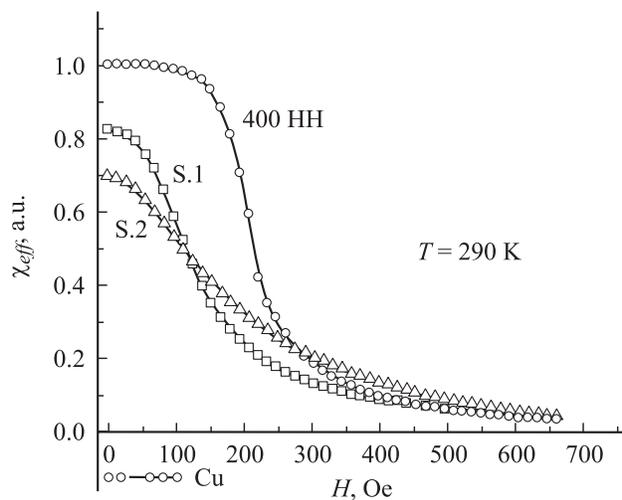


Рис. 2. Полевые зависимости эффективной магнитной восприимчивости χ_{eff} исследуемых (S.1, S.2) и контрольных (400 НН, Cu) образцов.

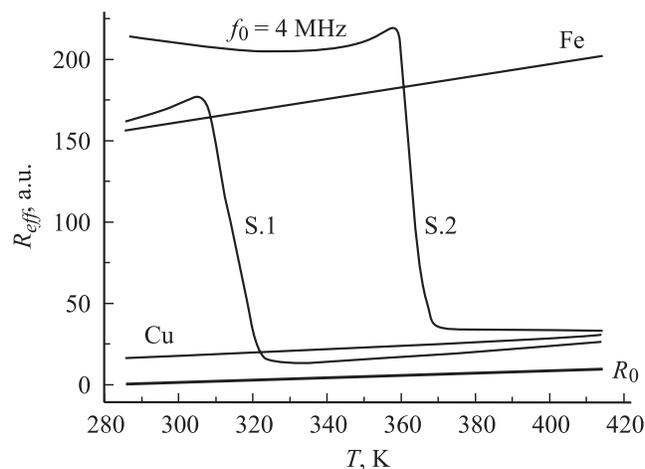


Рис. 3. Температурные зависимости эффективных потерь R_{eff} , вносимых в колебательный контур исследуемыми (S.1, S.2) и контрольными (Fe, Cu) образцами; R_0 — уровень потерь в отсутствие образца.

На рис. 2 приведены зависимости $\chi_{eff}(H)$, полученные с помощью (3). Если предположить, что для медного образца $\mu_{eff} \approx 0$, то абсолютные значения μ_{eff} при $T = 290$ К и $H = 0$ равны 14.5, 12.0 и 10.5 для ферритового и образцов S.1 и S.2 соответственно. Следовательно, для последних величин χ порядка 100 и более. Особо следует подчеркнуть, что величины μ_{eff} практически не зависели от частоты f_0 . Гистерезис, наблюдаемый при перемагничивании образцов во внешнем магнитном поле \mathbf{H} , был очень незначителен.

Если параметры μ_{eff} и χ_{eff} образцов S.1 и S.2 близки по величине к параметрам образца, изготовленного из промышленного феррита, то диссипативные характеристики существенно хуже.

На рис. 3 приведены температурные зависимости эффективных потерь в исследуемых и контрольных образцах: $R_{eff} = R(f/f_0) \propto Q^{-1}$. Здесь R — эффективное (с учетом вносимых потерь) сопротивление контура, Q — его добротность. Видно, что образцы S.1 и S.2 понижают величину Q , тогда как для ферритового образца $R_{eff} < R_0$.

Суммируя полученные результаты, можно сделать следующие выводы:

— исследуемые образцы в используемом диапазоне частот проявляют себя как относительно сильные магнитомягкие ферромагнетики;

— на первый взгляд неожиданным является факт отсутствия зависимости μ_{eff} от f_0 . Действительно, для образца S.2 оценка величины δ , полученная с помощью формулы, приведенной выше, дает значение $\delta \approx 0.1-0.2$ mm и должно выполняться неравенство $k \ll 1$. Однако эта формула получена из уравнений Максвелла, которые в общем случае распределения электромагнитного поля в ферромагнетиках не описывают. Существенно также, что исследуемые нами образцы представляют собой неоднородные гранулированные среды. Поэтому формула, описывающая нормальный скин-эффект в неферромагнитных металлах, неприменима к проводникам такого рода;

— отсутствие зависимости μ_{eff} от f_0 свидетельствует также о том, что используемые частоты далеки от каких-либо резонансных частот, а также от частот, характеризующих времена релаксации как отдельных магнитных моментов, так и магнитного момента образца в целом;

— в ферромагнитной фазе основной вклад в потери дают потери на гистерезис, исчезающие при переходе в неферромагнитную фазу. Выше T_c потери обусловлены в основном потерями на вихревые токи (рис. 3).

В заключение авторы выражают благодарность В.П. Пащенко и Н.П. Пилипенко за предоставленные образцы.

Список литературы

- [1] Coey J.M.D., Viret M., von Molnar S. // Adv. Phys. 1999. V. 48. N 2. P. 167–293.
- [2] Дьяконов В.П., Пащенко В.П., Зубов Э.Е. и др. // ФТТ. 2003. Т. 45. В. 5. С. 870–876.
- [3] Цымбал Л.Т., Самохин Ю.Д., Черкасов А.Н. и др. // ФНТ. 1979. Т. 5. В. 5. С. 461–470.